

АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН
НПО «ФИЗИКА-СОЛНЦЕ»

ACADEMY OF SCIENCES OF UZBEKISTAN
SCIENTIFIC ASSOCIATION "PHYSICS-SUN"

**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ**

**FUNDAMENTAL AND APPLIED
PROBLEMS OF PHYSICS**



**ТРУДЫ
МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ**

**PROCEEDINGS
OF INTERNATIONAL CONFERENCE**

**СЕКЦИЯ-II:
ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ТВЕРДОГО ТЕЛА,
ИХ ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ**

13 - 14 июня

Ташкент-2017 г.

**АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН
НПО «ФИЗИКА-СОЛНЦЕ»**

Программный комитет

- | | |
|--|----------------------------------|
| 1. Лутпуллаев С.Л.–проф, председатель | 12. Саидов М.С. – академикАН РУз |
| 2. Юлдашев Б.С. – академик, през. АН РУз | 13. Тураев Н.Ю. – академикАН РУз |
| 3. Ашуров М.Х. – академикАН РУз | 14. Мирзаев С.З. – д.ф.-м.н. |
| 4. Гуламов К.Г.- академикАН РУз | 15. Бахрамов С.А.– профессор |
| 5. Захидов Р.А. – академикАН РУз | 16. Атабаев И.Г. – д.ф.-м.н. |
| 6. Мамадалимов А.Т. – академикАН РУз | 17. Авезов Р.Р. – профессор |
| 7. Мукимов К.М. – академикАН РУз | 18. Абдурахманов А. – профессор |
| 8. Муминов Р.А. – академикАН РУз | 19. Гулямова Д.Ж. – профессор |
| 9. Муминов Т.М. – академикАН РУз | 20. Ашуров Х.Б. – д.ф.-м.н. |
| 10. Мусаханов М.М. – академикАН РУз | 21. Ташметов М. – д.ф.-м.н. |
| 11. Расулев У.Х. – академик АН РУз | 22. Садыков И. – д.х.н. |

Организационный комитет

- | | |
|--|-------------------------------------|
| 1. Лутпуллаев С.Л., Проф., пред.конф., ФТИ | 11. Баизаков Б.Б., зав.лаб., ФТИ |
| 2. Ахатов Ж.С., зам.пред.конф., ФТИ | 12. Цой Э., с.н.с., ФТИ |
| 3. Атабаев И.Г., зам.пред.конф., ИМ | 13. Авезова Н.Р., зам. дир. МИСЭ |
| 4. Матчанов Н.А., дир. МИСЭ | 14. Абдурахманов А.А., зав.лаб., ИМ |
| 5. Саидханов Н.Ш., учен.секр., ФТИ | 15. Сулейманов С.Х., зав.лаб., ИМ |
| 6. Саидов А.С., зав.лаб., ФТИ | 16. Файзиев Ш., зав.лаб., ИМ |
| 7. Олимов К., зав.лаб., ФТИ | 17. Усмонов Ш., с.н.с., ФТИ |
| 8. Разыков Т.М., зав.лаб., ФТИ | 18. Кабулов Р., с.н.с., ФТИ |
| 9. Каримов А.В., зав.лаб., ФТИ | 19. Собиров Х., с.н.с., ФТИ |
| 10. Турсунов М.Н., зав.лаб., ФТИ | 20. Жураев Э.Т., секр.конф., ФТИ |

Партнеры:

- NUS-CBIS: National University of Singapore, Center for BioImaging Science. Singapore
- Научно-технический центр "ТАТА", Саров, Россия
- МИТИ: Бранденбургский Институт по поддержке развития технологий и инноваций, Германия
- Институт Материаловедение НПО "Физика-Солнце" Академии наук Республики Узбекистан
- ООО "Solar Energy Product", Ташкент, Узбекистан

Partners:

- NUS-CBIS: National University of Singapore Center for BioImaging Science. Singapore
- Scientific-Technical Center "TATA", Sarov, Russia
- MITI: Märkisches Institut für Technologie- und Innovationsförderung, Germany
- Institute of Materials Science, SA "Physics-Sun" Academy of Sciences of Uzbekistan
- "Solar Energy Product" Co. Ltd., Tashkent, Uzbekistan

ВВЕДЕНИЕ

Научно-техническая революция, вызванная бурным ростом фундаментальных и прикладных наук, прежде всего наук о природе, открыла широчайшие возможности перед человечеством. Она породила также ряд новых проблем, решение которых вряд ли будет возможно без дальнейшего развития всех отраслей науки. Очевидно, что фундаментальная и прикладная физика и в дальнейшем будет оказывать значительно влияние на развитие человеческой цивилизации.

Физика является наукой, изучающей наиболее простые, общие законы природы и сыграла основную роль в развитии современной техники и технологии, передовых отраслей экономики, промышленности, производства.

Физика в Узбекистане, как и в научных центрах других стран мира, имеет прочную и принципиальную основу. Достижения наших ученых в этой области нашли и находят международное признание, отражены в многочисленных публикациях, как в отечественных, так и в зарубежных журналах, проводятся совместные исследования с зарубежными научными центрами. На основе научных разработок осваивается и осуществляется выпуск новых видов наукоемкой продукции в республике.

В целях подведения итогов научно-исследовательской деятельности, критического осмысления результатов фундаментальных и прикладных исследований, определения приоритетов на ближайшие годы в Физико-техническом институте НПО «Физика-Солнце» АН РУз традиционно проводится конференция «Фундаментальные и прикладные вопросы физики». В этом году конференция проводится в международном формате, что даст возможность ученым Узбекистана, работающим в различных направлениях физической науки, не только обсудить результаты своей научно-исследовательской деятельности в более широкой и, мы надеемся, в более критичной международной аудитории, но и сопоставить их с тенденциями мировой науки, а также воспользоваться международной экспертизой при планировании будущих фундаментальных и прикладных исследований и разработок.

Редакционная коллегия

INTRODUCTION

The scientific and technological revolution caused by rapid growth of fundamental and applied researches, first of all in natural sciences opens wide opportunities for the development. It also creates a number of new problems which solution will be hardly possible without further development of all branches of science. It is obvious that development of researches in fundamental and applied physics will impact considerably the development of a human civilization.

The physics is the science studying the simplest and general laws of the nature and it had played the significant role in the development of the modern techniques and technologies, all branches of economy, industry and the production.

The physics in Uzbekistan, as well as in scientific centers of other countries of the world, has a strong basis. Achievements of our scientists have found the international recognition, and they are reflected in numerous publications in international scientific journals. We are collaborating with many international scientific centers. We believe that scientific results will be reflected in development of new types of the knowledge-intensive production in our republic.

The conference "Fundamental and applied problems of physics" is traditionally organized by Physical-technical institute of Scientific Association "Physics-Sun" of Academy of Sciences of Uzbekistan to summarize the newest results of scientific researches in Uzbekistan in the field of physics and to define the most promising directions of their development. Now our conference has an international format and we believe that participation of our colleague from different scientific centers and countries not only intensifies our future collaborations but also bring more courage to discussion on the conference.

Editorial board

II. ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ТВЕРДОГО ТЕЛА, ИХ ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ

CONCENTRATION DEPENDENCES OF PHYSICAL PROPERTIES OF $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ SOLID SOLUTIONS

S.N. Mustafaeva, S.G. Jafarova, E.M. Kerimova, S.M. Asadov,¹ R.G. Mamedov

Institute of Physics, Azerbaijan National Academy of Sciences

AZ-1143, av. H. Javid, 131, Baku, Azerbaijan

¹*Institute of Catalysis and Inorganic Chemistry, Azerbaijan National Academy of Sciences,*

AZ-1143, av. H. Javid, 113, Baku, Azerbaijan

Tel.: (99412) 539-59-13; Fax: (99412) 539-59-61

E-mail: solmust@gmail.com

Abstract

The single crystals of $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ ($x = 0-0.5$) solid solutions have been grown up. The photoelectric, dielectric characteristics of the $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ solid solutions with various compositions have been determined. The maximum and spectral range of photosensitivity were found to redshift as x increases from 0 to 0.5. Both the photosensitivity of the solid solutions are higher than those of pure TlGaS_2 . The nature of dielectric losses and the hopping mechanism of charge transport in the $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ solid solutions were established from the experimental results on high-frequency dielectric measurements.

Keywords: solid solutions; photosensitivity; dielectric losses.

Introduction

Ternary layer-chain TlGaS_2 and TlInSe_2 single crystals exhibit high photo- and roentgensensitivity making them well-suited for photoresistors and roentgendetectors [1,2]. The study of physical properties of the TlGaS_2 , TlInSe_2 compounds and solid solutions on their base are very important for establishing the relations between their compositions and properties. This offers the possibility of controlling the band gap, energy position of emission bands and electrical conductivity of such semiconductors. In [3,4] the results of investigation of ac – electric and dielectric properties of TlGaS_2 , TlInSe_2 and diluted $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ solid solutions ($x = 0.005$ and 0.02) are given.

The purpose of present work was to investigate the influence of $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ solid solutions compositions ($x = 0-0.5$) on their photo-, ac – electric, and dielectric properties.

Experiment

The synthesis of $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ solid solutions was carried out in an ampoule evacuated to pressure 10^{-3} Pa. The ampoule was fabricated from a fused silica tube. In this case, $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ samples were prepared through the interaction of initial components (TlGaS_2 and TlInSe_2). In order to prevent the ampoule filled with reactants from explosion, the furnace temperature was raised to the melting temperature of selenium ($T=493\text{K}$) and the ampoule was held at this temperature for 3h. Then, the furnace temperature was raised to $T=1080\text{K}$ at a rate of 50K/h and the ampoule was held at this temperature for 4 h, after which it was cooled to 300K at a rate of 20K/h . Phase purity of $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ was established by differential thermal analysis and powder X-ray diffraction (Fig. 1). Each sample was used as the charge for Bridgman crystal growth. The crystal data for $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ are presented in the Table I.

The spectral characteristics were recorded with a GIBI-TIBI potentiometer; the samples were illuminated with a 400-W incandescent lamp through a DMR-4 monochromator.

Measurements of the dielectric properties of $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ ($x = 0.1; 0.2$) single crystals were performed at fixed frequencies in the range $5 \times 10^4 - 3.4 \times 10^7$ Hz by the resonant method using a TESLA BM560 Qmeter. The single-crystal samples for dielectric measurements had the form of planar capacitors normal to the C - axis of the crystals, with silver-paster electrodes. The thickness of the crystal samples was $90-120\ \mu\text{m}$, and the area of the capacitor plates was $8 \times 10^{-2} - 2 \cdot 10^{-1}\ \text{cm}^2$. All dielectric measurements were performed at $T=300\text{K}$. The accuracy in determining the resonance capacitance and the quality factor $Q=1/\tan\delta$ of the measuring circuit was limited by errors related to the resolution of the device readings. The accuracy of the capacitor graduation was $\pm 0.1\ \text{pF}$. The reproducibility of the resonance

position was ± 0.2 pF in capacitance and $\pm(1.0-1.5)$ scale divisions in quality factor. The largest deviations were 3-4% in ϵ and 7% in $\tan\delta$.

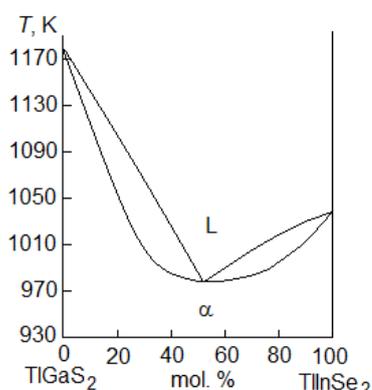


Figure 1. T-x phase diagram of the system TiGaS_2 - TlInSe_2 .

Table I. Crystal data for TiGaS_2 and $(\text{TiGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$

Solid solution composition	$a(\text{\AA})$	$b(\text{\AA})$	$c(\text{\AA})$	β	Z	Sp.gr.
TiGaS_2	10.40	10.40	15.17	100.06°	16	$P2_1/n$
$(\text{TiGaS}_2)_{0.9}(\text{TlInSe}_2)_{0.1}$	10.40	10.40	15.18	100.06°	16	$P2_1/n$
$(\text{TiGaS}_2)_{0.8}(\text{TlInSe}_2)_{0.2}$	10.41	10.41	15.18	100.06°	16	$P2_1/n$
$(\text{TiGaS}_2)_{0.7}(\text{TlInSe}_2)_{0.3}$	10.43	10.43	15.181	100.06°	16	$P2_1/n$
$(\text{TiGaS}_2)_{0.6}(\text{TlInSe}_2)_{0.4}$	10.435	10.435	15.20	100.06°	16	$P2_1/n$
$(\text{TiGaS}_2)_{0.5}(\text{TlInSe}_2)_{0.5}$	10.452	10.452	15.245	100.06°	16	$P2_1/n$

Results and discussion

We measured the spectral dependences of photoconductivity and photosensitivity R_d/R_{ph} (R_d is the dark resistance, and R_{ph} is the resistance of the sample under above-gap illumination) at a steady illumination, as well as the roentgensensitivity and other photoelectric parameters. Fig.2 give the photoelectric properties of the $(\text{TiGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ solid solutions.

From Fig. 2 one can see that the photosensitivity maximum (λ_{max}) linearly shifts from 0.50 to 0.73 μm as x increases from 0 to 0.5. This shift is associated with a decrease in the band gap with increasing x . Increasing x leads to a red shift of the sensitivity range $\Delta\lambda$ and a considerable rise in R_d/R_{ph} at 200 lx. For example, the R_d/R_{ph} of $(\text{TiGaS}_2)_{0.5}(\text{TlInSe}_2)_{0.5}$ is 5 to 6 times greater than that of pure TiGaS_2 (Table II). The rise in R_d/R_{ph} with increasing x is apparently related to an increase in both the lifetime and mobility of the photogenerated carriers.

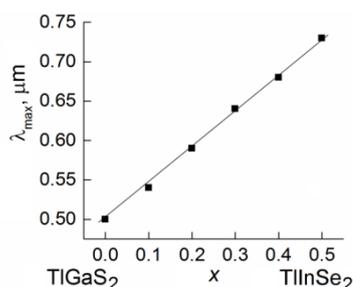


Figure 2. Composition dependence of the photosensitivity maximum in $(\text{TiGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ solid solutions

We measured also the electric capacitance of $(\text{TiGaS}_2)_{0.9}(\text{TlInSe}_2)_{0.1}$ and $(\text{TiGaS}_2)_{0.8}(\text{TlInSe}_2)_{0.2}$ samples in the frequency range 5×10^4 - 3.4×10^7 Hz. Using the measured capacities of these samples, we calculate the permittivity ϵ at different frequencies. The ϵ values of $(\text{TiGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ single crystals vary from 9.5 to 12.7 for $x = 0.1$ and from 9.8 to 11.6 for $x = 0.2$ over the entire frequency range studied,

with no significant dispersion (the ϵ of TiGaS_2 single crystal, as it was shown in [3], varies from 26 to 30 at $f = 5 \times 10^4 - 3 \times 10^7$ Hz).

In contrast to what was reported for TiGaS_2 [3], the frequency dependences of the loss tangent for the $(\text{TiGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ ($x = 0.1; 0.2$) single crystals have maxima, which points to relaxation losses.

The ac -conductivity of investigated samples varies as $f^{0.8}$ at $f = 5 \times 10^4 - 2 \times 10^6$ Hz for $x = 0.1$ and at $f = 5 \times 10^4 - 6 \times 10^6$ Hz for $x = 0.2$. At more high frequencies $\sigma_{ac}(f)$ – dependence of these crystals was superlinear ($\sim f^{1.4}$).

Table II. Photoelectric and roentgenosimetric characteristics of the $(\text{TiGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ solid solutions.

Solid solution composition	$\Delta\lambda_{\max}$, μm	R_d , Ohm	R_d/R_{ph} at 200 lx
TiGaS_2	0.46-0.57	$(3-5) \times 10^{10}$	5-8
$(\text{TiGaS}_2)_{0.9}(\text{TlInSe}_2)_{0.1}$	0.50-0.62	$(1-2) \times 10^{10}$	10-25
$(\text{TiGaS}_2)_{0.8}(\text{TlInSe}_2)_{0.2}$	0.55-0.66	$(3-4) \times 10^9$	15-30
$(\text{TiGaS}_2)_{0.7}(\text{TlInSe}_2)_{0.3}$	0.59-0.71	$(2-3) \times 10^8$	21-37
$(\text{TiGaS}_2)_{0.6}(\text{TlInSe}_2)_{0.4}$	0.64-0.76	$(1-2) \times 10^7$	23-42
$(\text{TiGaS}_2)_{0.5}(\text{TlInSe}_2)_{0.5}$	0.69-0.81	$(3-5) \times 10^6$	25-46

The $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$ -dependence indicates that the mechanism of charge transport is hopping over localized states near the Fermi level [5].

$$\sigma_{ac}(f) = \frac{\pi^3}{96} \cdot e^2 k T N_F^2 a^5 f \left[\ln \frac{v_{ph}}{f} \right]^4 \quad (1)$$

where e is the elementary charge, k is the Boltzmann constant, N_F is the density of localized states near the Fermi level, $a = 1/\alpha$ is the localization length, α is the decay parameter of the wave function of a localized charge carrier, $\psi \sim e^{-\alpha r}$, and v_{ph} is the phonon frequency.

Using expression (1), we can calculate the density of states at the Fermi level from the measured values of the conductivity $\sigma_{ac}(f)$. Calculated values of N_F for $(\text{TiGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ solid solutions ($x = 0.1; 0.2$) single crystals were given in Table III (localization radius is chosen as 14 \AA , in analogy with the TiGaS_2 single crystal [3]).

According to the theory of hopping conduction we calculate the mean hop distance (R) and mean hop time (τ) in an applied ac -electric field using the formula [5]:

$$\tau^{-1} = v_{ph} \exp(-2R\alpha) \quad (2)$$

where R is the average hopping distance,

$$R = \frac{1}{2\alpha} \ln \frac{v_{ph}}{f} \quad (3)$$

These values also are presented in the Table III.

Table III. Parameters of $(\text{TiGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ single crystals obtained from high-frequency dielectric measurements.

Crystal composition	N_F , $\text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$	τ , s	R , \AA	N_t , cm^{-3}
TiGaS_2	2.1×10^{18}	2×10^{-6}	103	4.2×10^{17}
$(\text{TiGaS}_2)_{0.9}(\text{TlInSe}_2)_{0.1}$	6.8×10^{18}	9.8×10^{-7}	98	5.1×10^{17}
$(\text{TiGaS}_2)_{0.8}(\text{TlInSe}_2)_{0.2}$	7.7×10^{18}	3.3×10^{-7}	90	6.5×10^{17}

Knowing N_F and R from [5]:

$$\frac{4\pi}{3} R^3 N_F \cdot \frac{\Delta E}{2} = 1 \quad (4)$$

we estimate energetic scattering of trap states near the Fermi level (ΔE): $\Delta E = 0.075 \text{ eV}$ for $x = 0.1$ and 0.085 eV for $x = 0.2$. Evaluated concentrations of deep traps determining the ac -conductivity of $(\text{TiGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ single crystals ($N_t = N_F \cdot \Delta E$) are given in last column of the Table III. It is seen from the Table III that with increasing of x from 0 to 0.2 in $(\text{TiGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ single crystals the values of N_F and N_t increased, but R decreased.

Conclusions

The results of photoelectric, and high-frequency dielectric measurements on obtained $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ solid solutions provided an opportunity to increase photo- and roentgenosensitivity, to determine the mechanism of dielectric losses and charge transport, and also to evaluate the density of localized states at the Fermi level, the average time of charge carrier hopping between localized states, average hopping distance, scattering of trap states near the Fermi level and concentration of deep traps responsible for *ac*-conductivity.

REFERENCES

- [1] S.N. Mustafaeva, Фотоэлектрические и рентгенометрические свойства монокристаллов $\text{TlGaS}_2\langle\text{Yb}\rangle$ // *Physics of the Solid State*, 47 (11), pp. 2015-2019 (2005). [2] S.N. Mustafaeva, E.M. Kerimova, M.M. Asadov, R.N. Kerimov, Roentgenodetectors on the base of $\text{TlInSe}_2\langle\text{Li}^+\rangle$ // *Fizika*, 9 (3,4), 62-64 (2003). [3] S.N. Mustafaeva, Frequency dispersion of dielectric coefficients of layered TlGaS_2 single crystals // *Physics of the Solid State*, 46 (6), pp.1008-1010 (2004). [4] S.N. Mustafaeva, Frequency effect on the electrical and dielectric properties of $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ ($x = 0.005, 0.02$) single crystals // *Inorganic Materials*, 46 (2), pp. 108-111 (2010). [5] N. Mott and E. Davis, *Electron processes in noncrystalline materials*, Clarendon Press, Oxford, 1971. 472 p.

TWO-ELECTRON EXCHANGE BETWEEN IMPURITY CENTERS OF TIN IN $\text{PbS}_z\text{Se}_{1-z}$ SOLID SOLUTIONS

P.Seregin¹, A.Marchenko¹, N.Zhukov¹, A.Shaldenkova¹, K.Bobokhuzhaev²

Herzen Russian State Pedagogical University

¹ St. Petersburg, 191186, Russia, e-mail: ppseregin@mail.ru,

Ulugbek National University of Uzbekistan

² Tashkent, 700095, Uzbekistan, e-mail: qudratman@mail.ru,

Abstract

Using emission Mössbauer spectroscopy on $^{119\text{m}}\text{Sn}$ ($^{119\text{m}}\text{Sn}$) and ^{119}Sb ($^{119\text{m}}\text{Sn}$) isotopes, the electron exchange process between neutral and doubly ionized U–tin centers is studied in partially compensated $\text{PbS}_z\text{Se}_{1-z}$ solid solutions. The activation energy of this process for compositions with $z \approx 1$ is comparable to the depth of the tin energy levels in the band gap of PbS ($\sim 0.11(1)$ eV, and for compositions with $z \approx 1$, it is comparable with the correlation energy of donor U–tin centers in PbSe ($\sim 0.05(1)$ eV). For all compositions of solid solutions, the exchange is realized by the simultaneous transfer of two electrons with the use of the delocalized states of the valence band.

Keywords: U– centers, electronic exchange, solid solutions of lead chalcogenides.

Introduction

Two-electron centers with negative correlation energy (U^-) are point defects, forming two energy levels in the band gap, separated by the value of the correlation energy $U = E_2 - E_1 < 0$ (here E_1 and E_2 are the first and second ionization energies of the center). The present work is devoted to the study of the electron exchange process between neutral and ionized donor U–tin centers in solid solutions of $\text{PbS}_z\text{Se}_{1-z}$ by emission Mössbauer spectroscopy on $^{119\text{m}}\text{Sn}$ ($^{119\text{m}}\text{Sn}$) and ^{119}Sb ($^{119\text{m}}\text{Sn}$) isotopes.

Experimental

Single phase solid solutions of $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x(\text{Na,Tl})_y\text{S}_z\text{Se}_{1-z}$ ($z = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0$; $x = 0.005, 0.01, 0.015, 0.02$; $y = 0, 0.005, 0.006, 0.01, 0.02$) with a NaCl lattice were prepared by fusing original components of semiconductor purity in evacuated quartz ampoules with further annealing at 650°C for 120 h. As a donor impurity, excessive lead relative to the stoichiometric composition lead was used, and as an acceptor impurity, excessive sodium and thallium were used. Mössbauer sources containing $^{119\text{m}}\text{Sn}$ were prepared using the specimen of metal ^{118}Sn irradiated by the neutron flux of $\sim 10^{15}$ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ for 6 months. Mössbauer sources containing ^{119}Sb were prepared by melting-hole (with an excess of chalcogen) solid solutions of $\text{PbS}_z\text{Se}_{1-z}$ with carrier-free ^{119}Sb specimen (the antimony atom concentration was not higher than 10^{17} cm^{-3}).

Mössbauer spectra were measured on a SM 4201 TERLAB industrial spectrometer in the temperature range of 80–900 K using a resonant scintillation detector. To prevent oxidation of the samples, the

Mössbauer sources were in a nitrogen flow. Central shifts were given relative to $\text{Ca}^{119\text{m}}\text{SnO}_3$ spectrum, measured at 80 K (determination error is ± 0.01 mm/s). The width of the $\text{Ca}^{119\text{m}}\text{SnO}_3$ Mössbauer spectrum, measured at 80 K ($G = 0.78(2)$ mm/s), was taken as the instrumental spectral line width.

Results and discussion

Tin is a donor impurity in solid solutions of $\text{PbS}_z\text{Se}_{1-z}$, so that only a neutral state of tin centers can be seen in the electronic solid solutions of $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Na}_y\text{S}_{1-z}\text{Se}_z$, when the chemical potential is near the bottom of the conduction band. $\text{Pb}_{0.995}\text{Sn}_{0.005}\text{S}_z\text{Se}_{1-z}$ degenerated electronic alloys, containing superstoichiometric lead (electron concentration was $n \sim 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ at 80 K) were selected as such samples. The Mössbauer spectra of impurity atoms of $^{119\text{m}}\text{Sn}$ ($^{119\text{m}}\text{Sn}$) of such samples in the temperature range of 80–650 K are represented by single lines of hardware width, whose central shift depends on the temperature and composition (Fig. 1 a), and corresponds to the double-charged six-coordinated tin ion Sn^{2+} , replaced the tin atoms, in the local environment of which chalcogen atoms are located.

The ionized state of tin centers is observed in the compensated hole samples of $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Na}_y\text{S}_{1-z}\text{Se}_z$, when the chemical potential is near the vertex of the valence band. $\text{Pb}_{0.975}\text{Sn}_{0.005}\text{Na}_{0.01}\text{Tl}_{0.01}\text{S}_z\text{Se}_{1-z}$ were taken as such samples (they were the degenerated hole and the hole concentration $p \sim 10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ at 80 K). The Mössbauer spectra of impurity atoms of $^{119\text{m}}\text{Sn}$ ($^{119\text{m}}\text{Sn}$) of these samples are single lines of hardware width, whose central shift depends on the temperature and composition (Fig. 1 b), and corresponds to tetravalent six-coordinated tin Sn^{4+} in a lead sublattice (in the local environment of which are chalcogen atoms).

The dependence of the central shift of the Sn^{2+} and Sn^{4+} spectra on the composition of the solid solutions can be explained by the gradual replacement of the sulfur atoms in the local environment of tin on selenium atoms with an increase of index z . The temperature dependence of the central shift S of Sn^{2+} and Sn^{4+} spectra is explained by the fact that, in general, $S = \delta + D$, where δ and D are the isomer and quadratic Doppler shifts and the temperature dependence S is determined by temperature dependence D , which can be written as $D = -(3/2)E_0(k\Delta T/Mc^2)F(\theta/\Delta T)$, where E_0 is the isomeric transition energy for the $^{119\text{m}}\text{Sn}$ isotope, k is the Boltzmann constant, M is the mass of the emitter atom, c is the speed of light in vacuum, θ is the Debye temperature of the studied material, $F(\theta/\Delta T)$ is the Debye function, and ΔT temperature difference at which the Mössbauer spectra of the sample are measured.

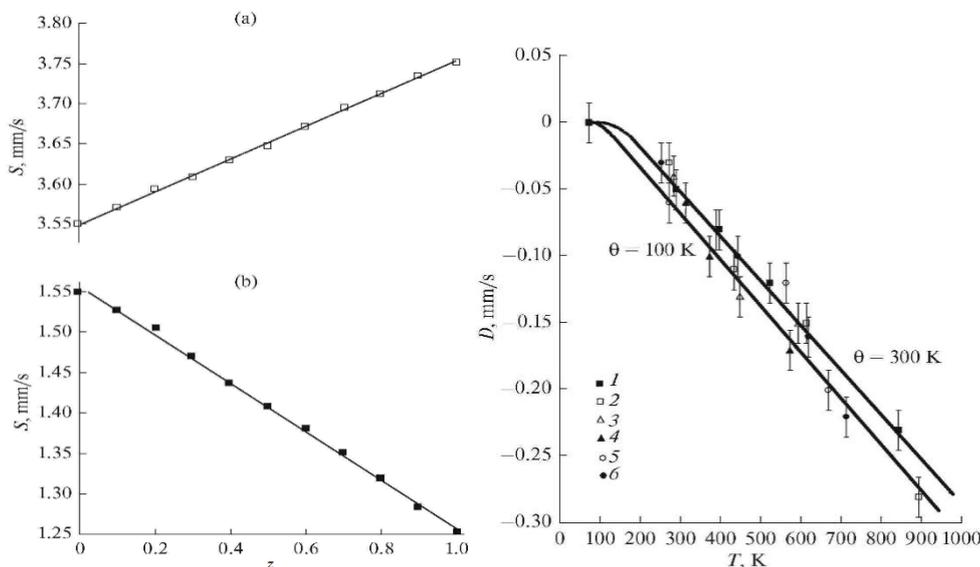


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. Dependences of the central shift of emission Mössbauer spectra of impurity atoms of $^{119\text{m}}\text{Sn}$ ($^{119\text{m}}\text{Sn}$) on z in $\text{Pb}_{0.995}\text{Sn}_{0.005}\text{S}_z\text{Se}_{1-z}$ (a) and $\text{Pb}_{0.975}\text{Sn}_{0.005}\text{Na}_{0.01}\text{Tl}_{0.01}\text{S}_z\text{Se}_{1-z}$ (b).

Fig. 2. The theoretical temperature dependence of the Doppler shift of the Mössbauer spectra of the ^{119}Sn isotope for the Debye temperatures $\theta = 100$ and 300 K (shown by the solid lines) and the experimental temperature dependences of the central shifts of the Mössbauer spectra for the Sn^{2+} and Sn^{4+} centers in solid solution based on $\text{PbS}_z\text{Se}_{1-z}$: (1) Sn^{2+} in $\text{Pb}_{0.995}\text{Sn}_{0.005}\text{S}$, (2) Sn^{4+} in $\text{Pb}_{0.985}\text{Sn}_{0.005}\text{Na}_{0.01}\text{S}$, (3) Sn^{2+} in $\text{Pb}_{0.995}\text{Sn}_{0.005}\text{Se}$, (4) Sn^{4+} in $\text{Pb}_{0.975}\text{Sn}_{0.005}\text{Na}_{0.01}\text{Tl}_{0.01}\text{Se}$, (5) Sn^{2+} in $\text{Pb}_{0.995}\text{Sn}_{0.005}\text{S}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$, (6) Sn^{4+} in $\text{Pb}_{0.975}\text{Sn}_{0.005}\text{Na}_{0.01}\text{Tl}_{0.01}\text{S}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$.

Figure 2 shows the theoretical (for Debye temperatures of 100 and 300 K, which is consistent with the values of 0 for PbS and PbSe) and experimental temperature dependences of the Doppler shift of the Mössbauer spectra for Sn²⁺ and Sn⁴⁺ centers described above. We see a satisfactory agreement of these relationships for both states of the tin impurity centers in Pb_{0.995}Sn_{0.005}S_zSe_{1-z} solid solutions.

According to the results, the tin impurity atoms replace lead atoms in a cubic lattice of solid solutions of PbS_zSe_{1-z} and form energy levels in the band gap corresponding to the two-electron donor. In the Mössbauer spectra, the line of bivalent Sn²⁺ ion corresponds to neutral states, and line of the tetravalent Sn⁴⁺ ion corresponds to the doubly ionized states of the tin center. By varying the concentration ratio of the two-electron donor centers of tin N_{Sn} and the single-electron acceptor centers of sodium (thallium) N_A in solid solutions of PbS_zSe_{1-z}, one can obtain any controlled intensity ratio of the Sn²⁺ and Sn⁴⁺ lines in the Mössbauer spectrum at 80 K. The absence of partially compensated samples of the trivalent tin Sn³⁺ line in the Mössbauer spectra indicates that tin forms two-electron donor centers with negative correlation energy in PbS_zSe_{1-z}.

Certainly, accounting for the predetermined ratio of $N_{Sn} = N_A$ in solid solutions of Pb_{0.99}Sn_{0.005}Na_{0.005}S_zSe_{1-z}, one would expect the same intensity of the Sn²⁺ and Sn⁴⁺ lines in the Mössbauer spectra; however, the value of $P = S_n/S_i$ (where S_n and S_i are areas under the spectra corresponding to the Sn²⁺ and Sn⁴⁺ centers, respectively) depends on z . Obviously, for an explanation of this feature in the behavior of $P(z)$, one should take into account the dependence on z ratios of Mössbauer (proportions of recoilless gamma rays) for the Sn²⁺ and Sn⁴⁺ centers, as well as the dependence position of tin donor levels in the band gap of solid solutions of PbS_zSe_{1-z} on z .

The value P may be written as $P = k(f_n/f_i)[N_n/(N_A-p)] - (f_n/f_i)$, (*) where N_n , N_i are the concentrations of the neutral and ionized centers of tin, respectively, and f_n and f_i are the Mössbauer coefficients for these centers. In this case, $k = 1$, if tin is a one-electron donor, or $k = 2$, if tin is a two-electron donor. To confirm dependence (*), the emission Mössbauer spectra of the ^{119m}Sn(^{119m}Sn) impurity atoms were measured in the solid solutions of Pb_{0.99-x}Sn_xNa_{0.01}S and Pb_{0.99-x}Sn_xNa_{0.01}Se, and the experimental dependence P on $N_n/(N_A-p)$ for them is shown in Fig. 3. It was found that the agreement between the calculated (*) and experimental dependences can be obtained for $k = 2$ (i.e., the tin in lead chalcogenides is a two-electron donor), and extrapolation of the experimental dependence to $N_n/(N_A-p) = 0$ allows one to determine the ratio of the Mössbauer coefficients for neutral and ionized tin centers $f_n/f_i = 0.93(1)$. Thus, the Mössbauer coefficient for the Sn⁴⁺ state is higher than the Mössbauer coefficient for the Sn²⁺ state, and this ratio is independent of z .

The hole-type conductivity and the absence of degeneracy for the samples of Pb_{1-x-y}Sn_xS_zSe_{1-z} with $z \geq 0.5$ indicates that the chemical potential associated with the system of donor tin levels is at the lower half of the band gap of the semiconductor (hence, the donor tin levels are in the lower half of the band gap), whereas for $z \leq 0.4$, the chemical potential is in the background of the valence area (hence, the donor tin levels are in the background of the valence band). This helps explain why in the solid solutions of Pb_{0.99}Sn_{0.005}Na_{0.005}S_zSe_{1-z} with $z \geq 0.5$, the Mössbauer spectra match $R = N_n/N_i \approx 1$, whereas in solid solutions with $z \leq 0.4$, the spectra correspond to $R > 1$, and with increasing z , the R value increases (Fig. 4). Finding the chemical potential at $z \leq 0.4$ in the background of the valence band explains the cause of the appearance in the Mössbauer spectra of compensated hole samples of Pb_{0.975}Sn_{0.005}Na_{0.01}S_zSe_{1-z} with $z \leq 0.4$ not a single line of Sn⁴⁺ but the superposition of the Sn⁴⁺ and Sn²⁺ lines – fully ionized tin centers in solid solutions with $z \leq 0.4$ can be obtained only at $N_A > 2N_{Sn}$.

To observe the process of the electron exchange between neutral and ionized tin centers in solid solutions of PbS_zSe_{1-z}, Pb_{0.99}Sn_{0.005}Na_{0.005}S_zSe_{1-z} compositions were selected ($z \geq 0.5$, nondegenerate hole samples, $p \sim 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ at 80 K) and Pb_{0.989}Sn_{0.005}Na_{0.006}S_zSe_{1-z} ($z \leq 0.4$, degenerated hole samples, $p \sim 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ at 80 K). The emission Mössbauer spectra of ^{119m}Sn(^{119m}Sn) of these samples were a superposition of two lines of instrumental width, whose central shifts correspond to the Sn⁴⁺ and Sn²⁺ centers (Fig. 5). With increasing temperature, the lines of Sn²⁺ and Sn⁴⁺ in the spectra are broadened and approach each other. Fig. 6 shows the temperature dependences of the electronic exchange frequency between the Sn²⁺ and Sn⁴⁺ centers in solid solutions of PbS_zSe_{1-z}, and the dependence of the activation energy of the electronic exchange process on z is shown in Fig. 7. For the composition with $z = 1.0$, the activation energy is maximum (0.11(1) eV), which is comparable to the depth of the tin energy levels in the

bandgap of PbS [1], and it monotonically decreases to 0.05(1) eV for compositions with $z = 0$ (here it is comparable to the correlation energy of the donor U– tin centers in PbSe [2]).

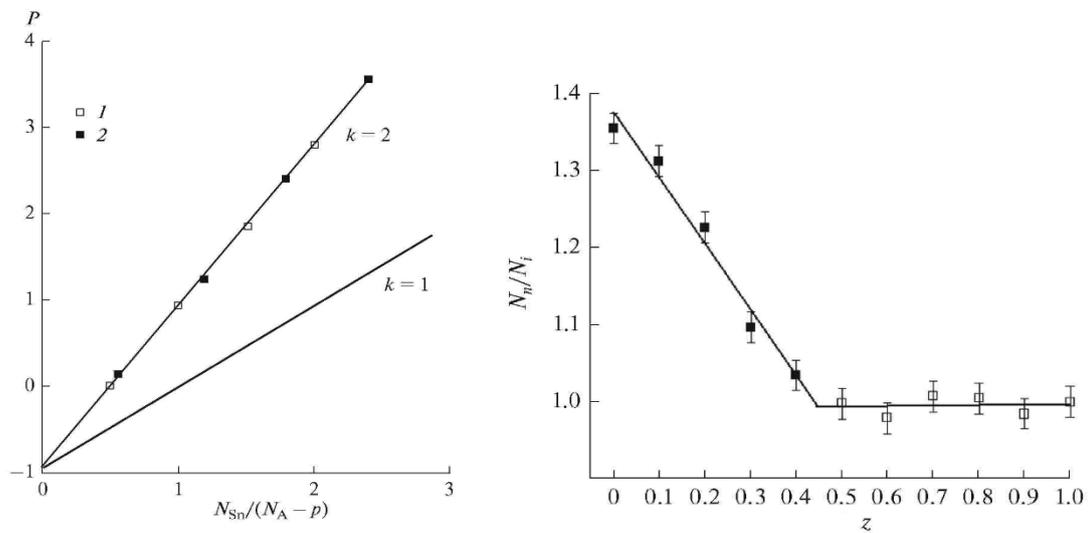


Fig. 3. Fig. 4.

Fig. 3. The dependence of P on $N/(N_A - p)$ for $Pb_{0.99-x}Sn_xNa_{0.01}S$ (points 1) and $Pb_{0.99-x}Sn_xNa_{0.01}Se$ (points 2). The straight lines show the theoretical dependences for the case when tin is a one-electron ($k = 1$) or a two-electron ($k = 2$) donor center.

Fig. 4. Dependence of the ratio of N_n/N_i on z for solid solutions of $Pb_{0.99}Sn_{0.005}Na_{0.005}S_zSe_{1-z}$. In determining from the Mössbauer spectra the concentrations of Sn^{2+} and Sn^{4+} centers, the ratio of the Mössbauer coefficients for these centers was assumed to be 0.93(1).

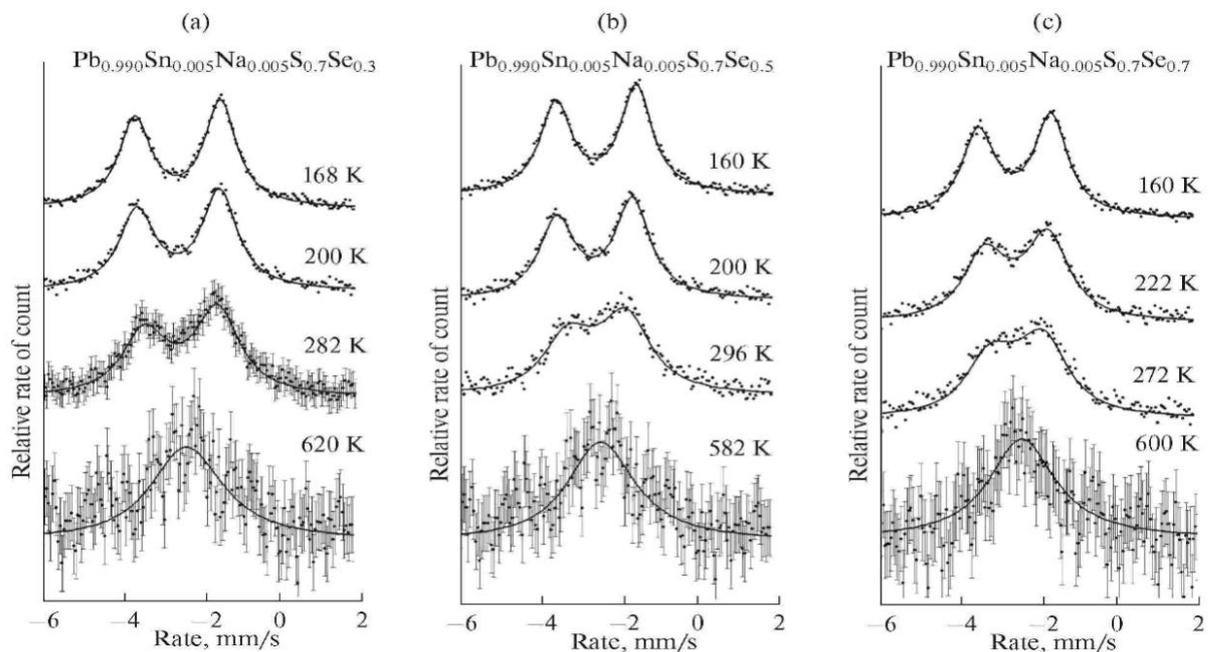


Fig. 5. Emission Mössbauer spectra of ^{119m}Sn (^{119m}Sn) of solid solutions of $Pb_{0.99}Sn_{0.005}Na_{0.005}S_{0.7}Se_{0.3}$ (a) $Pb_{0.99}Sn_{0.005}Na_{0.005}S_{0.5}Se_{0.5}$ (b), $Pb_{0.99}Sn_{0.005}Na_{0.005}S_{0.5}Se_{0.7}$ (c) at different temperatures. The position of the lines corresponding to the Sn^{2+} and Sn^{4+} centers is shown.

To elucidate the mechanism of the electron exchange between tin centers in solid solutions of PbS_zSe_{1-z} , the dependence of the electronic exchange frequency on tin concentration is fundamentally important. That is why we have studied this process in PbS, $PbS_{0.5}Se_{0.5}$ and PbSe by emission Mössbauer spectroscopy on isotopes of ^{119}Sb (^{119m}Sn). To reduce the concentration of the carriers, samples, containing ^{119}Sb were subjected to thermal annealing at $650^\circ C$, so that the Mössbauer spectra in the temperature

range of 80–300 K contained simultaneously the presence of centers of six-coordinated tin in the anion sublattice Sn^0 (the single line corresponds to them with a central shift of ~ 2.34 mm/s, typical for intermetallic tin compounds), as well as the centers of six-coordinated Sn^{2+} and Sn^{4+} in the cationic sublattice (Fig. 8). Increasing the measurement temperature of the Mössbauer spectra is accompanied by a decrease in the intensity of the Sn^0 lines and convergence of the Sn^{2+} and Sn^{4+} lines with their simultaneous broadening. The latter fact can be explained by the electron exchange processes between the centers of Sn^{2+} and Sn^{4+} . Since the temperature dependences of the frequency of the electronic exchange between the Sn^{2+} and Sn^{4+} centers, formed after the radioactive decay of $^{119\text{m}}\text{Sn}$ (the data of emission Mössbauer spectroscopy on $^{119\text{m}}\text{Sn}$ ($^{119\text{m}}\text{Sn}$) isotopes, tin concentration $\sim 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) and ^{119}Sb (the data of emission Mössbauer spectroscopy on ^{119}Sb ($^{119\text{m}}\text{Sn}$) isotopes, tin concentration $\ll 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) are the same (Figs. 9 a, 9 b), then it must be concluded that the electronic exchange in both cases is implemented using the states of the valence band.

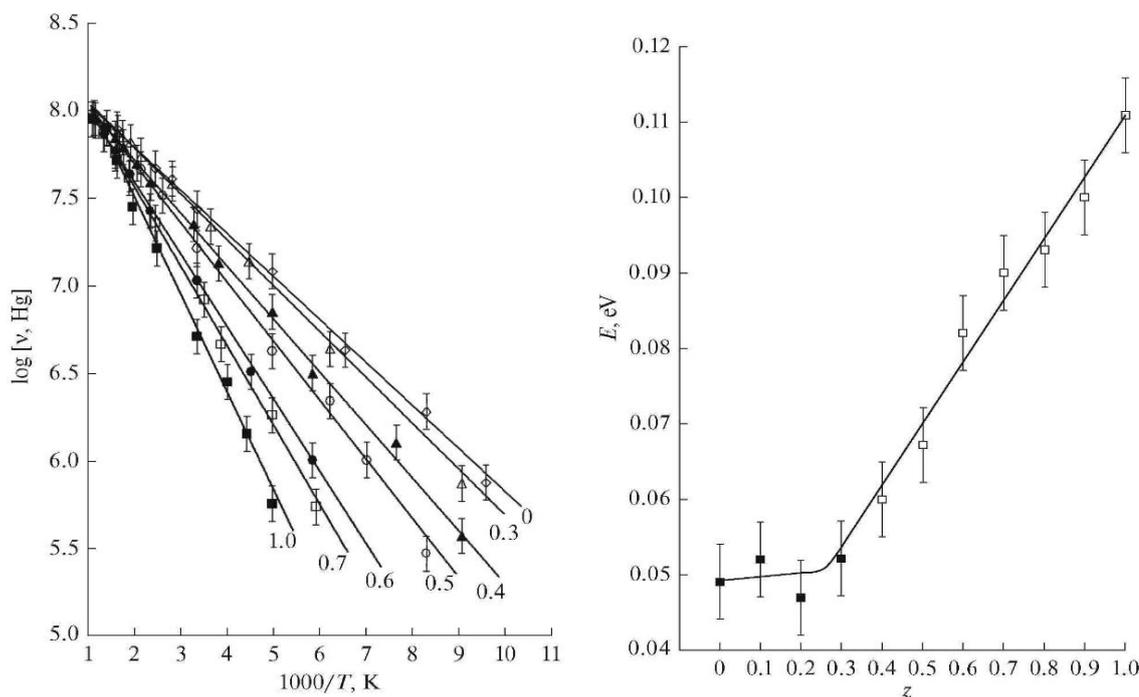


Fig. 6. Fig. 7.

Fig. 6. Temperature dependences of the frequency of the electronic exchange between the Sn^{2+} and Sn^{4+} centers in the solid solutions of $\text{PbS}_z\text{Se}_{1-z}$. The values of z are listed next to the relevant lines and the compositions are marked by different icons.

Fig. 7. The dependence of the activation energy of the electronic exchange process between U-centers of tin in solid solutions of $\text{PbS}_z\text{Se}_{1-z}$ on z .

There are three mechanisms of the electronic exchange between the U-centers: two-electron exchange between U-centers with the participation of the states of the valence band [3], electron transfer directly between U-centers [4] and, finally, tunneling of single electrons between U-centers [5]. According to the data of this study, the activation energy of two-electron exchange for nondegenerate solid solutions of $\text{PbS}_z\text{Se}_{1-z}$ at $z \geq 0.5$ corresponds to the distance of the Fermi level from the top of the valence band. As can be seen from Fig. 9 c, for the composition with $z = 1$, it is comparable to the depth of the energy levels of tin in the band gap of PbS, and the activation energy of the exchange for degenerate solid solutions of $\text{PbS}_z\text{Se}_{1-z}$ at $z \leq 0.4$ corresponds to the correlation energy of the donor of the U-tin centers (as seen from Fig. 9 c, for the composition with $z = 0$, it is comparable to the correlation energy of donor U-tin centers in PbSe.).

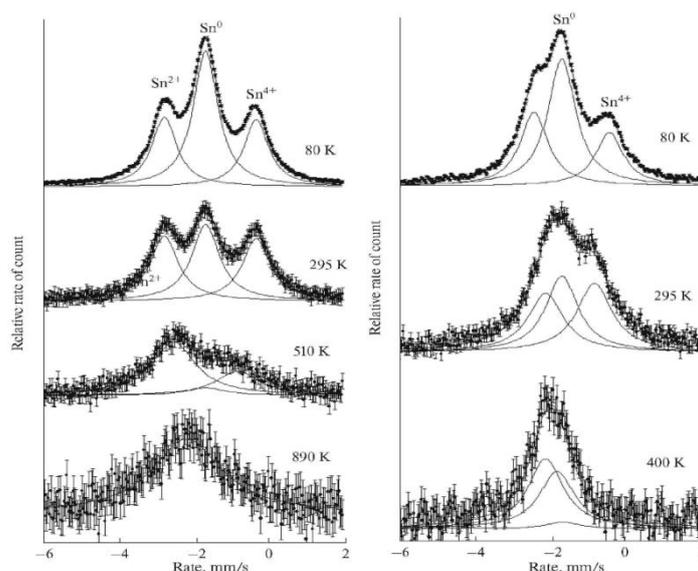


Fig. 8. Emission Mössbauer spectra of $^{119}\text{Sb}(^{119\text{m}}\text{Sn})$ in PbS and PbSe at various temperatures. The position of the lines corresponding to the Sn^0 , Sn^{2+} , and Sn^{4+} centers is shown.

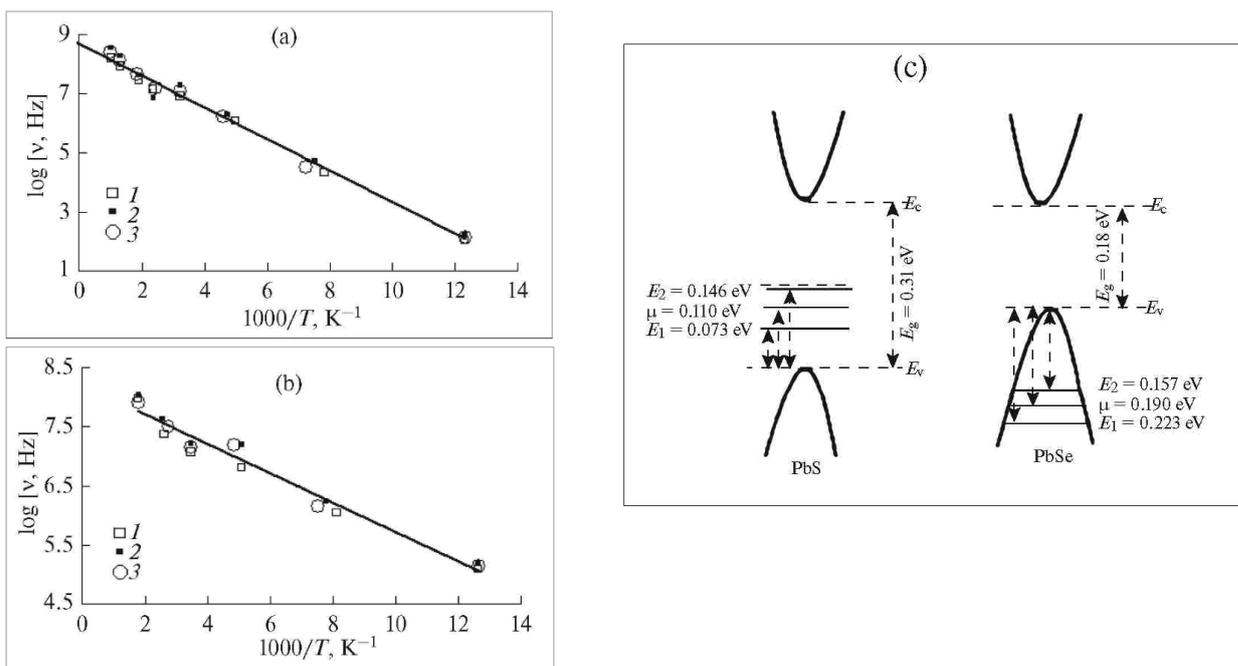


Fig. 9. Temperature dependence of the frequency of the electronic exchange between the Sn^{2+} and Sn^{4+} centers for (1) $\text{Pb}_{0.96}\text{Sn}_{0.02}\text{Na}_{0.01}\text{Tl}_{0.01}\text{S}$, containing $^{119\text{m}}\text{Sn}$; (2) $\text{Pb}_{0.99}\text{Sn}_{0.005}\text{Na}_{0.005}\text{S}$ containing $^{119\text{m}}\text{Sn}$; (3) PbS containing ^{119}Sb (a). Temperature dependence of the frequency of the electronic exchange between the Sn^{2+} and Sn^{4+} centers for (1) $\text{Pb}_{0.965}\text{Sn}_{0.015}\text{Na}_{0.01}\text{Tl}_{0.01}\text{Se}$ containing $^{119\text{m}}\text{Sn}$; (2) $\text{Pb}_{0.988}\text{Sn}_{0.005}\text{Na}_{0.007}\text{Se}$, containing $^{119\text{m}}\text{Sn}$; (3) PbSe, containing ^{119}Sb (b). Energy diagrams of donor U-tin centers in PbS and PbSe at 100 K (c) [1, 2].

Conclusions

Tin Impurity atoms in the band gap of solid solutions of $\text{PbS}_z\text{Se}_{1-z}$ form two energy levels, corresponding to two-electron donors with negative correlation energy; moreover, these levels are at the bottom half of the band gap at $z \geq 0.5$ and in the background of the allowed states of the valence band at $z \leq 0.4$. The process of two-electron exchange between neutral and doubly ionized donor U-tin centers is discovered in partially compensated solid solutions of $\text{PbS}_z\text{Se}_{1-z}$ using the states of the valence band.

REFERENCES

- [1] Nemov, S.A., Nasredinov, F.S., Seregin, P.P., Seregin, N.P., and Khuzhakulov, E.S., Statistics of electrons in PbS with U centers, *Semiconductors*, 2004, vol. 38, no. 10, pp. 289–292. [2] Nemov, S.A., Nasredinov, F.S., Seregin, P.P., Seregin, N.P., and Khuzhakulov, E.S., Energy parameters of two electron tin centers in PbSe, *Semiconductors*, 2004, vol. 38, no. 10, pp. 638–641. [3] Watkins, G.D., Negative-U properties for defects in solids, *Festkoerperprobleme*, 1984, vol. 24, no.1, pp. 163–189. [4] Alexandrov, A.S. and Mott, N.F., Bipolarons, *Rep. Prog. Phys.*, 1994, vol. 57, p. 1197. Šimánek, E., Superconductivity at disordered interfaces, *Solid State Commun.*, 1979, vol. 32, no. 9, pp. 731–734. [5] Šimánek, E., Superconductivity at disordered interfaces, *Solid State Commun.*, 1979, vol. 32, no. 9, pp. 731–734.

GAS-TRANSPORT DEPOSITION: OPTIMIZATION OF GROWTH TECHNIQUE FOR Sb_2Se_3 THIN FILM DEPOSITION

T.M. Razykov¹, A.X. Shukurov¹, O.K. Atabayev¹, K.M. Kuchkarov¹, A.A. Mavlonov^{1,*}

¹ Photo-electronics Laboratory, Physical-Technical Institute, Scientific Production Association “Physics-Sun”, Uzbekistan Academy of Science Tashkent, 100084, Uzbekistan, *e-mail: a.a.mavlonov@gmail.com

Abstract

We report on optimization of gas-transport deposition growth technique for realization of antimony selenide (Sb_2Se_3) thin films which are novel promising alternative photovoltaic absorber material to $Cu(In,Ga)Se_2$ and $CdTe$ thin films solar cells. It has been shown that a facile and powerful gas-transport deposition method which is widely used to deposit $CdTe$ thin films can also be applied to grow Sb_2Se_3 thin films without any major changes in existing chamber. As temperature is one of the important factor to grow semiconductor compounds, it was taken into account during the upgrading of the chamber.

Key words: Sb_2Se_3 thin film, solar energy material, absorber layer, gas-transport deposition

1. Introduction

Antimony selenide (Sb_2Se_3) is novel promising photovoltaic absorber compound for thin film solar cells due to direct bandgap of 1.1-1.3 eV, high absorption coefficient ($>10^5 \text{ cm}^{-1}$), non-toxicity, rather simple composition, i.e. compared to $Cu(In,Ge)Se_2$, and abundance in the earth crust [1,2]. Furthermore, Sb_2Se_3 thin film solar cells have been prepared with measurable conversion efficiency ($\sim 5\%$) over the past 2-3 years [3,4]. Since, the Sb_2Se_3 layer is the key material in Sb_2Se_3 based thin film solar cells, the quality of the film is crucial. In literature, Sb_2Se_3 thin films have been reported which were deposited using various growth methods, e.g. thermal evaporation [5], chemical bath deposition [6], magnetron sputtering [7], spin-coating [8] etc. In this work, we report on optimization of gas-transport deposition growth technique for realization of Sb_2Se_3 thin films. Since, temperature is one of the crucial parameters to deposit semiconductor compounds, the main aim of this work is to precisely control the temperature of the precursor and the substrate.

2. Experimental

QCSS growth technique has been upgraded to deposit Sb_2Se_3 thin films. Since, the substrate temperature is depend on its position in the chamber, i.e. along the vertical direction, the substrate holder and the thermos-couple are prepared in a sense that their position can be adjusted to control the substrate.

Furthermore, Sb_2Se_3 precursor with stoichiometric composition was prepared in a closed quartz crucible, i.e. under vacuum, by heating it in the furnace at 630 °C for 8 hours. For this, commercially available Sb and Se powders were used. Subsequently, the structural properties of Sb_2Se_3 precursor were analysed by X-ray diffraction measurements.

3. Results and discussion

Figure 1a) depicts the variation of temperature within the growth chamber along the vertical direction. During the growth process, the precursor is located at the center of the furnace, i.e. at the height of 0 cm, where it can reach the maximum temperature within the chamber. As shown, the temperature gradient along the vertical direction monotonically increases with increasing the temperature of the furnace. This different temperature gradient requires the precise adjustment of the precursor-substrate distance in order to control the substrate temperature. Hence, the growth chamber has been upgraded with movable

substrate holder (cf. Figure 1b)). As an example, precursor and substrate are located at the positions where they can reach the temperature of 600 °C and 400 °C, respectively (compare with Figure 1a)).

Figure 2 shows the wide-angle 2θ - ω scans for Sb_2Se_3 precursor and JCPDS card (015-0861) of Sb_2Se_3 data. As depicted, Sb_2Se_3 precursor has almost all main peaks of JCPDS card that is an indication of successful formation of Sb_2Se_3 . Subsequently, evaporation of Sb_2Se_3 precursor, i.e. by mass, at different precursor temperature have been investigated (cf. inset of Figure 2). As shown, evaporation of the precursor

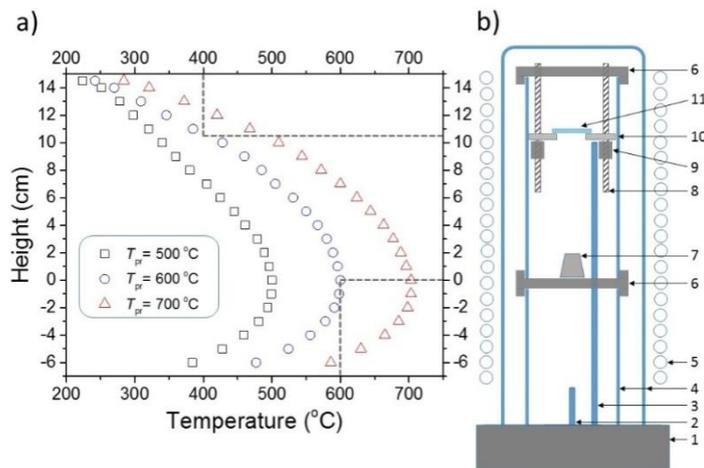


Figure 1.(a) Variation of temperature along the vertical direction of the chamber for three different precursor temperatures of $T_{pr} = 500\text{ °C}$, 600 °C and 700 °C . Dashed lines depicts the precursor and the substrate temperatures of 600 °C and 400 °C , respectively. (b) Schematics diagram of the quasi close-spaced sublimation chamber: 1 – reactor, 2 – gas tube, 3 – thermos-couple, 4 – quartz, 5 – furnace heater, 6 – graphite holder, 7 – precursor, 8 – mask holder (Mo), 9 – mask holder (graphite), 10 – mask (Mo) and 11 – substrate. Note: Schematics illustrate that the precursor and the substrate are located at positions where they can reach temperature of 600 °C and 400 °C , respectively (compare with (a)).

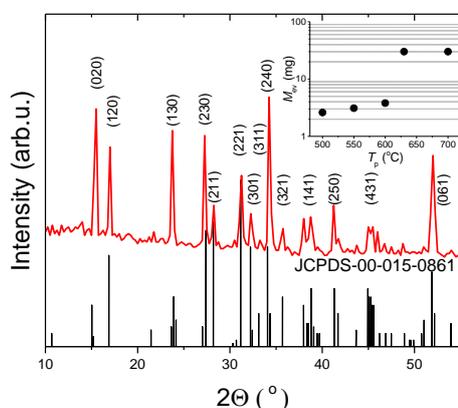


Figure 2. JCPDS Card (No. 015-0861) data of Sb_2Se_3 and wide-angle X-ray diffraction data of Sb_2Se_3 precursor which has been prepared in vacuum sealed quartz ampoule by heating at 630 °C . Inset: evaporation of Sb_2Se_3 precursor (by mass) at different precursor temperature, T_{pr} .

monotonically increases up to a melting point of Sb_2Se_3 , i.e. at 611 °C , above this temperature the evaporation increases rapidly.

4. Conclusions

We report on optimization of gas-transport deposition growth technique for realization of antimony selenide (Sb_2Se_3) thin films. It has been shown that a facile and powerful gas-transport deposition method can be applied to grow Sb_2Se_3 thin films without any major changes in existing chamber.

Acknowledgement

Authors are grateful to A.Achilov (Physical-Technical Institute), M.Adilov (Institute of Ion-Plasma) for technical assistance, M.K.Bakhadyrkhanov's laboratory (Tashkent Technical University) and

J.Turdiyev (Physical-Technical Institute) for precursor preparation and XRD measurements, respectively. This work is done within the grant No. FA-F3-003.

REFERENCES

- [1] C. Chen *et.al.*, Optical properties of amorphous and polycrystalline Sb_2Se_3 thin films prepared by thermal evaporation. Appl. Phys. Lett. 107, 043905 (2015), doi: 10.1063/1.4927741. [2] A. U. Bajpeyee, *et.al.*, Deposition and Characterization of Antimony Selenide Thin Films, Multilogic in Science An International Refreed & Indexed Quarterly Journal, Vol. 2, 2, 38-43 (2012). www.ycjournal.net [3] Xinsheng Liu *et.al.*, Improving the performance of Sb_2Se_3 thin film solar cells over 4% by controlled addition of oxygen during film deposition. Prog. Photovolt: Res. Appl. 2015; 23:1828–1836. Doi: 10.1002/pip.2627 [4] A. Zakutayev, Brief review of emerging photovoltaic absorber materials. Current Opinion in Green and Sustainable Chemistry (2017), doi: 10.1016/j.cogsc.2017.01.002. [5] X. Liu *et.al.*, Thermal Evaporation and Characterization of Sb_2Se_3 Thin Film for Substrate Sb_2Se_3/CdS Solar Cells. ACS Appl. Mater. Interfaces, 6, 10687–10695 (2014), doi: 10.1021/am502427s. [6] A. N. Kulkarni *et.al.*, Sb_2Se_3 sensitized heterojunction solar cells. Mater Renew Sustain Energy (2015) 4:15, doi: 10.1007/s40243-015-0058-5. [7] S. Siol *et.al.*, Combinatorial In Situ Photoelectron Spectroscopy Investigation of Sb_2Se_3/ZnS Heterointerfaces. Adv. Mater. Interfaces 2016, 1600755, doi: 10.1002/admi.201600755. [8] Y. Zhou *et.al.*, Solution-Processed Antimony Selenide Heterojunction Solar Cells, Adv. Energy Mater. 2014, 1301846, doi: 10.1002/aenm.201301846.

RELAXATION EFFECTS IN SILICON WITH A DEEP LEVEL

S. Zaynabidinov¹, O.O.Mamatkarimov², I.G.Tursunov³, O.Khimmatkulov⁴

¹Faculty of Physics and Mathematics, Andijan State University, 170100 Andijan, Uzbekistan

*e-mail: prof_sirojiddin@mail.ru

²Department of Physics, Namangan Engineering and Technology Institute, 716030 Namangan, Uzbekistan

*e-mail: odiljon_m63@mail.ru

³Faculty of Physics, National University of Uzbekistan, 100174 Tashkent, Uzbekistan

*e-mail: ikromjon.69@mail.ru, Tashkent State Technical University, 100174 Tashkent, Uzbekistan

*e-mail: khimmatkulov@mail.ru

This study examines the mechanisms of relaxation effects of silicon doped with gold at pulse hydrostatic pressure. It is shown that the pulse pressure in the samples is a redistribution of the primary spatial heterogeneity of impurities so that the electron-hole relaxation after stress relief will already take place in the new potential relief.

Keywords: pressure pulse, the strain conductivity, silicon compensated, deep level doped, static, dynamic.

1. Introduction

The impact of external factors (temperature, pressure, light, electric and magnetic fields) changes not only to the electronic structure of defects in the crystal lattice, but also significantly alters the conditions of interaction of defects and carriers. Therefore, impurity atoms with deep levels under these conditions are not fixed in the lattice state, as it usually occurs in an uncompensated semiconductor, and to constantly readjust with changing external factors [1-4]. The influence of high pressure is one of the effective processes of identification, especially, pulse pressure.

It is known [5] that in semiconductors with deep levels under pulsed pressure changes $\frac{\partial P}{\partial t} = 2 \cdot 10^8 \frac{Pa}{сек}$ at temperature of the sample increased up to 7-10⁰C that lead to a noticeable change in the concentration of charge carriers in expanded zones which, in addition to the sample temperature change also stimulates the emergence and relaxation effects.

2. Experimental Procedure

To investigate the effects of contact tenzo-electrical Si samples were prepared, with varying degrees of compensation and conductivity type. Samples Si:Au compensated gold have been obtained on the basis of single-crystal silicon brandSDP (Silicon Doped with Phosphorus) and SDP (Silicon Doped with Boron) with resistivity $\rho \sim 20-80 \text{ Om}\cdot\text{sm}$, Grown by Zhohralski method and the floating zone melting. For studies were made crystal size and 6x3x3 mm³, with the directions of the crystallographic axes [100], [110], [111] along the edges of a large, crystallographic directions were determined by X-ray analysis.

After Si single crystal cutting, the samples were grinded with diamond micropowders M-14 and M-4 by providing specific flatness lapping opposite edges up to (2-3) micron. In order to remove the surface layer is impaired and degreased, the samples were chemically etched in a solution of HF: HNO₃ = 3: 5.

The process of gold doping of silicon single crystals carried out diffusing layer deposited on a silicon surface by vacuum deposition on the installation VUP-5. The diffusion furnace was carried out in a horizontal-type SOUL-4 in the temperature range of T = 900÷1200⁰C for two hours. The temperature in the furnace was controlled by thermocouple platinum –Platinum-Radii and maintained to within ± 3⁰C. As used Au diffusing high purity (99.999%). After diffusion annealing, to remove the surface layer on each side of the samples ground off layers 50-60 microns using lapping, under the conditions preserve flatness of opposite faces, and then re-samples were subjected to chemical treatment.

The electrical parameters of the samples (conductivity, concentration and mobility of charge carriers) were determined on the installation measurements of the Hall effect.

The sample was placed between the poles of the permanent magnet with the magnetic field H = 3000 Oersted the magnetic field direction is changed by turning the magnet 180⁰.

Resistivity measurement sample was calculated according to the formula:

$$\rho = \frac{u}{I} \frac{db}{l},$$

where I - current through the sample, u -voltage between the potential contacts, b - width, d - thickness, l - length of the sample.

The Hall coefficient is calculated as follows:

$$R_x = \frac{U \cdot d}{J \cdot B} 10^8 \left[\frac{sm^3}{Kl} \right]$$

where the U - Hall Electrical driving forces, B - magnetic induction.

The Hall mobility was calculated by the formula:

$$\mu = \frac{R_x}{\rho} \left[\frac{sm^2}{V \cdot s} \right]$$

Electric parameters of investigated samples are resulted in table 1.

Table 1.

№	Samples	Type Conductivity	Specific resistance ρ, Om-sm	the concentration of charge carriers sm ⁻³	charge carrier mobility sm ² /V.s
1	Si :Au	n	1.5·10 ²	3.96·10 ¹³	1219
2	Si :Au	p	2.1·10 ²	3.15·10 ¹⁴	500
3	Si :Au	n	2.88·10 ⁵	1.78·10 ¹⁰	1214
4	Si :Au	n	4.7·10 ⁴	1.15·10 ¹⁰	1205
5	Si :Au	n	2.98·10 ⁵	1.96·10 ¹⁰	1091
6	Si :Au	p	5.8·10 ⁴	4.39·10 ¹¹	254
7	Si :Au	p	1.2·10 ⁵	1.82·10 ¹¹	343
8	Si :Au	n	3.2·10 ⁵	1.67·10 ¹⁰	1208
9	Si :Au	n	1.95·10 ⁵	2.7·10 ¹⁰	1220
10	Si :Au	n	2.2·10 ³	2.66·10 ¹²	1073

To control the temperature in the measurement samples was attached to the alloyed copper thermocouple. To protect the electrical contacts of the samples were coated with epoxy resin. Prepared in this way the samples were mounted on the holder and placed in a chamber in which a high hydrostatic pressure created. Also, a heater has been installed on the holder for changing the temperature of the sample.

To investigate strain properties of compensated samples under uniform hydrostatic compression installation hydrostatic pressure is used as described in [6].

3. Results and discussion

Figure 1 shows the kinetics of the current flowing through the samples of n- and p-type Si:Au under the influence of pulse pressure and a change in temperature by a heater.

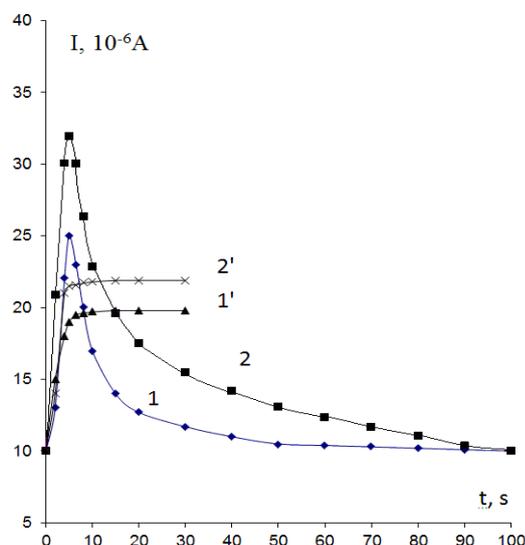


Fig. 1. Kinetics of dependences of a current in samples n-type Si:Au (1,1') with specific resistance $1,1 \cdot 10^5 \text{Om}\cdot\text{sm}$ and p-type Si:Au (2,2') with specific resistance $1,3 \cdot 10^5 \text{Om}\cdot\text{sm}$

Samples n- or p-type Si:Au or with increasing of p or t - hydrostatic pressure current is increased within 5-6 seconds, reached a maximum value and then decreases. The process of static strain conductivity Si :Au samples is not observed (Figure 1) at pulse hydrostatic pressure. When the pressure is changed to $5 \cdot 10^8 \text{ Pa}$ at a rate of temperature of the sample is changed to 10^0C .

When the sample temperature is changed by a heater at 100°C . Current varies by almost 40-45% compared to the initial value. This suggests that the hydrostatic pressure pulse of magnitude of 40-45% of the observed effects are due to the temperature, and the rest through relaxation processes. From the Fig. 1 it shown that as the specific resistance of the sample is larger, so the percentage of relaxation effects is greater.

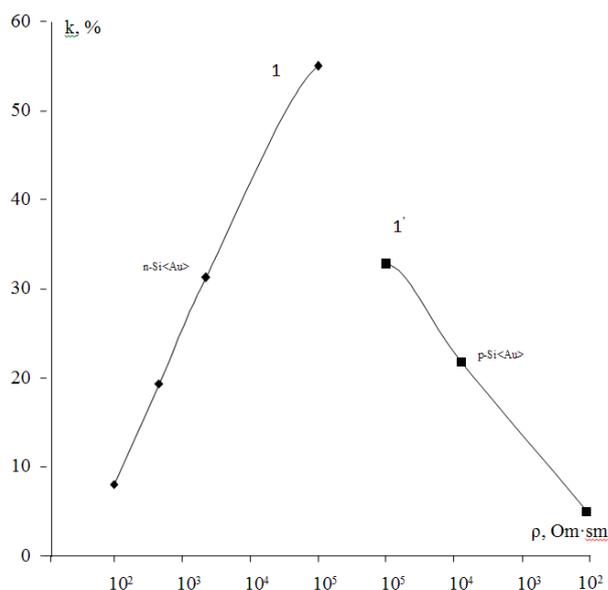


Fig. 2. Dependence of a share relaxation effects from specific resistance in samples n-type Si:Au (1) and p-type Si:Au (1').

The measurement results show that the kinetics of changes in conductivity in the samples n- or p-type Si:Au when exposed to hydrostatic pressure pulse has the characteristic features associated with the

relaxation current changes, and in the control samples under the same conditions, a substantial change in conductivity is observed.

From the analysis of the results it can be concluded that the relaxation effects are more pronounced in n-type samples than in the p-type samples. At the same time changing the charge carrier mobility, in spite of the quantitative differences of mobility, obeys to the general laws.

Figure 2 shows the dependence of the relaxation effects on the resistivity of n or p-type Si:Au samples. The figure shows that in the n-type Si:Au samples values of relaxation effects to overcompensation greater than after the change in conductivity type. This suggests that the compensated n-type samples, the relaxation effects are more pronounced than in the p-type samples. This is possible due to the fact that due to the relatively high mobility of the electrons easier to relax than a hole under the influence of pulse pressure.

Thus, the pulse strain conductivity connected not only with the temperature, but also with relaxation effects. Current varies mainly due to the temperature, and with increasing pressure amplitude value share relaxation effects increases at lower pressures. With the increase in the degree of compensation n-type Si:Au share relaxation effects increases, reaches its maximum value when, and then when you change the type of conductivity with increasing concentration of deep impurities, the percentage of relaxation effects reduced. This is probably due to the mobility of charge carriers as in n-type electron mobility samples of more than $1200 \text{ cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$ carrier mobility, and pulsed pressure more additional electron relaxes to the conduction band, compared to less mobile holes in the valence zone.

In [7] the change in the current flowing through the silicon samples with deep impurity levels were considered, and it had been shown that the effects occur due not only to a change in temperature, but associated with relaxation effects.

It is known [8] that in compensated silicon samples changing the mobility of the charge carriers, the static pressure insignificantly. In this case, compensated samples of silicon n-type charge carrier mobility increases, and p-type samples is reduced.

In this regard, we have conducted a study tensor Hall effect in Si samples doped with gold.

It is known that when a pressure pulse is applied, the sample temperature is changed, thus, increasing the temperature may vary the carrier mobility.

The redistribution of carriers between the level shift in the deformed semiconductor shift of the energy level of impurity centers, which are the recombination centers and lead to a change in carrier mobility [9].

It is known that the hydrostatic pressure at the pulsed sample temperature changes. It can be assumed that the change in the mobility of charge carriers at the pulse hydrostatic pressure due to the temperature change, stimulated by a pulsed pressure. But, as can be seen from Figure 3, when the temperature increase to 10^0C by a heater mobility is only slightly reduced.

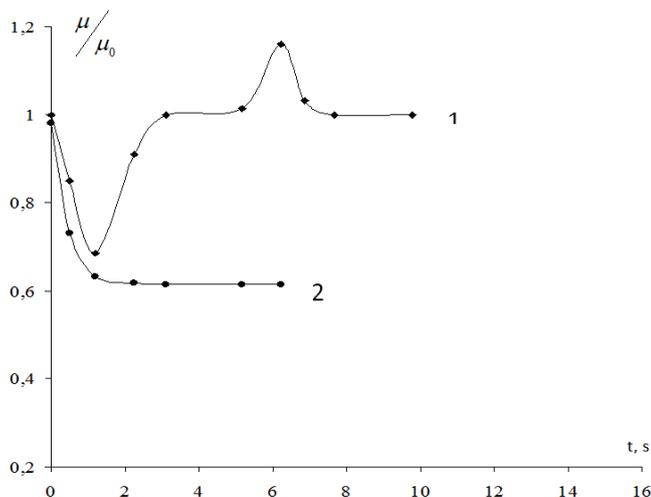


Fig. 3. Mobility kinetics of carriers of a charge in samples n-type Si:Au with specific resistance $10^5 \text{ Ohm}\cdot\text{sm}$ at pulse hydrostatic pressure and change temperatures

This suggests that the momentum hydrostatic pressure increasing of mobility of charge carriers in the n-type Si: Au samples is connected with the relaxation effects and increasing the temperature of the sample at a pressure reduces the growth of mobility of the charge carriers by relaxation effect.

4. Conclusion

Thus, when the pulse pressure is a redistribution of the samples are primary spatial inhomogeneities of impurities so that the electron-hole relaxation after stress relief will already take place in the new potential relief. Moreover, for both types of conductivities of the carrier mobility decreases, and in both cases this reduction only occurs due to changes in temperature.

REFERENCES

- [1] Hsu P.I., Huang M., Xi Z., Wagner S., Suo Z. and Sturm J. C. Spherical deformation of compliant substrates with semiconductor device islands. *Journal of Applied Physics*. 2004, 95 (2), 705-712. [2] Peleshchak R.M., Kuzuk O.V., Dan'kiv O.O. Influence of Deformation Effects on Electrical Properties of Structure Metal-Semiconductor-Doped Semiconductor. *Ukr. J. Phys.* 2010, 55 (4), 434-439. [3] Milnes L. Deep Impurities in Semiconductors. M. 1977. 547. [4] Zaynabidinov S.Z, Mamatkarimov O.O, Tursunov I.G Tuichiev U. Study the impact of external influences on the behavior of gold in silicon impurities. *Physics appliances and semiconductors*. 2000, 34 (6), 641-644. [5] Abduraimov A. Zaynabidinov S.Z, Mamatkarimov O.O, Tursunov I.G Himmatkulov O. Dynamic conductivity of silicon compensated with the full hydrostatic pressure. *Physics of Semiconductor and Equipment* 1993, 27 (3), 516-519. [6] Abduraimov A. Zaynabidinov S.Z, Mamatkarimov O.O, Khimmatkulov O. Khudaibergeyev T.E. Installing hydrostatic pressure pneumatic booster for research strain properties semiconductor materials. *Instruments and Experimental Techniques*. 1988, (5), 229-231. [7] Mamatkarimov O.O. Tensio-electrical effects in silicon with deep levels and on the basis of their structures. Doctoral dissertation. Tashkent. 2003, 251. [8] Abduraimov A. Zaynabidinov S.Z, Mamatkarimov O.O, Tursunov I.G Himmatkulov O. Strain effect in Si:N>, with the full hydrostatic pressure. *Uzbek Journal of Physics*. 1992 (4), 52-54. [9] Polyakova A.A. Deformation of semiconductors and semiconductor devices. M. Energy. 1979, 168 p.

PHOTOVOLTAIC PEROVSKITE NANOWIRES: FROM FUNDAMENTAL ASPECTS TO APPLICATIONS

László Forró

Laboratory of Physics of Complex Matter, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, CH-1015 Lausanne

Email: laszlo.forro@epfl.ch,

web site <http://lpmc.epfl.ch>

In the last few years, the organolead halide perovskite $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ and its derivatives have been found to be very efficient light harvesters and ambipolar semiconductors revolutionizing the field of solid-state solar cells. Its low temperature fabrication process allowed designing simpler solar cell architectures (i.e. from mesoscopic to planar junctions), which yielded efficiencies exceeding 20%. The major research area in this field is photovoltaic device engineering although other applications such as solar water splitting, field-effect transistors (FETs), thermoelectric devices, light emitting diodes and lasers are also being explored.

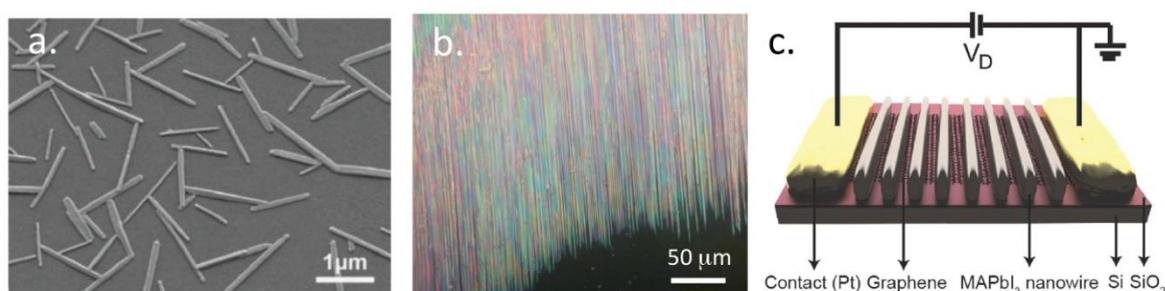


Fig1. a). SEM image of nanowires of $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ produced by slip-casting method [1]; b) Optical microscopy image of nanowires synthesized by graphoepitaxial liquid-solid growth in open nanofluidic channels [2]; c) Sketch of a characteristic photodetector device based on $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ nanowire/graphene structure [2].

Recently, we discovered that this photovoltaic perovskite could be synthesized in a nanowire (NW) form [1]. The NWs were produced by a relatively simple method called slip-coating[1]. In a thin layer of solution using DMF as solvent, during its evaporation, NWs of rectangular cross section were grown in the tens of microns of length (see figure 1a) and of sub-micron thickness. In the follow-up method it was shown, that with the graphoepitaxial liquid-solid growth in open nanofluidic channels, NWs of well defined sizes and densities could decorate wafer size surfaces [2].

Beyond scientific curiosity it has turned out that these crystalline structures have an excellent performance in photodetectors. Combined with graphene or carbon nanotubes, the devices [3, 4] show outstanding responsivity, as high as 10^6 A/W [2]. Moreover, at nanoscale one can achieve much better functional integration of $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ than with granular thin films of the same material, which altogether promise a wider range of applications such as heterojunctions, tandem solar cells, LEDs and other optoelectronic devices.

In this presentation, the synthesis of NWs, their basic physical characterization and representative applications will be reported.

Acknowledgment: The work has been performed in collaboration with Endre Horváth, Márton Kollár, Alla Arakcheeva, Andrea Pisoni, Xavier Mettan, Bálint Náfrádi, Károly Holczer, László Mihály, Hugo Dil and many others. The research was partially supported by the ERC Advanced Grant (PICOPROP#670918).

REFERENCES

[1] E. Horváth et al. *Nano Letters* 14, 6761 (2014). [2] M. Spina et al. *Scientific Reports*, 6, 1 (2016). [3] M. Spina et al. *Nanoscale*, 8, 4888 (2016). [4] M. Spina et al. *Small*, 11, 4824 (2015).

NANOSCALE OBSERVATION OF A MULTI-STEP FORMATION OF GOLD NUCLEI FROM SOLUTION

Paul Matsudaira

Centre for BioImaging Sciences, Department of Biological Sciences, National University of Singapore
Singapore, 117557, Singapore, e-mail: dbsmpt@nus.edu.sg

Abstract

The formation of nuclei, out of a liquid solution, that are large enough to sustain stable crystal growth can be described by classical nucleation theory (CNT) and is based on the assumption that nuclei form spontaneously in a single step. Here we show by time-resolved in-situ transmission electron microscopy (TEM) that gold nucleates from an aqueous solution via a three-step mechanism: 1) liquid-liquid phase separation of a supersaturated gold solution into gold-rich and gold-poor regions, 2) spontaneous formation of 1-3 nm amorphous clusters which 3) maturation into crystalline nuclei that are large enough to sustain stable growth of nanoparticles. Our results confirm that nucleation can proceed via alternative pathways that are much more complex than predicted by CNT.

Key words: nanomaterials, nanofabrication, self-assembly, nanoparticles, nanowires.

1. Introduction

Crystals grow from nuclei. This one-step mechanism is described by the classic nucleation theory (CNT)¹ but studies of some minerals^{2, 3}, proteins⁴, and organic molecules^{5,6} propose different multi-step nucleation mechanisms. Crystallization into a solid is fundamental in forming most materials and key in many biomedical and industrial applications^{7, 8}. The states leading up to and during crystallization influence the final shape of the crystals⁹, their rates of formation¹⁰ and polymorphism¹¹. Here we show directly by time-resolved *in-situ* transmission electron microscopy (TEM), that gold nuclei arise from amorphous clusters, which aggregate from local concentration of solute¹².

According to the CNT: 1. nuclei form reversibly and spontaneously (Figure 1), 2. nuclei are spherical with the same packing as the crystal, 3. nuclei grow via monomer addition, 4. once the nuclei reach a critical size they become stable against dissolution and can sustain stable crystal growth¹. However, this simple model has been modified with additional pre- and post-nucleation stages¹³⁻¹⁶. A liquid-liquid phase

separation generates solute-dense and solute-poor liquid phases is proposed to account for how a critical concentration for nucleation is reached¹⁷. A theoretical study proposes that nuclei arise from amorphous, non-crystalline aggregates which later rearrange into a crystalline nucleus¹⁸.

2. Results and Discussions

Here, we use in situ liquid cell TEM imaging^{19, 20} to investigate the nucleation pathway of gold nanocrystals from solution in real time. Our liquid cell comprising two ultrathin (~14 nm) electron transparent SiN_x membranes that sandwiches thin layer of gold precursor solution, which protects this solution from the vacuum of the TEM¹⁹.

Our direct observations reveal that nucleation of gold nanocrystals occurs through three distinct stages: 1. A homogenous solution of aqueous gold separates into into gold-rich and gold-poor solutions. 2. Within the gold-rich regions, 1-3 nm diameter amorphous nanoparticles quickly appear (middle panel), followed by 3. their subsequent crystallization into a nucleus.

3. Conclusions

In situ TEM shows the pathway for formation of a gold crystal from gold atoms is more dynamic and complicated than explained by the Classic Nucleation Theory. These findings also highlight the importance of direct observation of nanoscale processes in capturing the elusive transient stages in nanoscale chemical and physical processes.

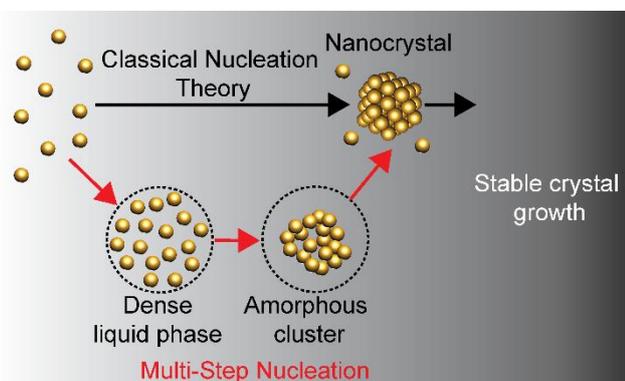


Fig.1. Classical Nucleation Theory (black arrows) predicts that nanocrystals form when an ordered nucleus reaches a critical size in a single step above which growth is favoured. An alternative pathway (red arrows) depicts the first step is a solute-rich liquid phase (circled) that condenses into discrete amorphous clusters. These amorphous clusters then transform into nanocrystals.

REFERENCES

- [1] V. I. Kalikamov, *Nucleation Theory*, Springer 2013.
- [2] E. M. Pouget, P. H. H. Bomans, J. A. C. M. Goos, P. M. Frederik, G. de With and N. A. J. M. Sommerdijk, *Science*, 2009, **323**, 1455-1458.
- [3] D. Gebauer, A. Völkel and H. Cölfen, *Science*, 2008, **322**, 1819-1822.
- [4] S. T. Yau and P. G. Vekilov, *Nature*, 2000, **406**, 494-497.
- [5] K. Harano, T. Homma, Y. Niimi, M. Koshino, K. Suenaga, L. Leibler and E. Nakamura, *Nat Mater*, 2012, **11**, 877-881.
- [6] B. A. Garetz, J. Matic and A. S. Myerson, *Physical Review Letters*, 2002, **89**, 175501.
- [7] J. Aizenberg, D. A. Muller, J. L. Grazul and D. R. Hamann, *Science*, 2003, **299**, 1205-1208.
- [8] N. E. Chayen, *Current Opinion in Structural Biology*, 2004, **14**, 577-583.
- [9] H.-G. Liao and H. Zheng, *Journal of the American Chemical Society*, 2013, **135**, 5038-5043.
- [10] B. J. Kim, J. Tersoff, S. Kodambaka, M. C. Reuter, E. A. Stach and F. M. Ross, *Science*, 2008, **322**, 1070-1073.
- [11] W. Sekkal and A. Zaoui, *Sci. Rep.*, 2013, **3**.
- [12] N. D. Loh, S. Sen, M. Bosman, S. F. Tan, J. Zhong, C. A. Nijhuis, P. Král, P. Matsudaira and U. Mirsaidov, *Nat Chem*, 2017, **9**, 77-82.
- [13] P. G. Vekilov, *Crystal Growth & Design*, 2010, **10**, 5007-5019.
- [14] P. G. Vekilov, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2012, **24**, 193101.
- [15] D. Erdemir, A. Y. Lee and A. S. Myerson, *Accounts of Chemical Research*, 2009, **42**, 621-629.
- [16] J. J. De Yoreo and P. G. Vekilov, *Reviews in Mineralogy and Geochemistry*, 2003, **54**, 57-93.
- [17] A. F. Wallace, L. O. Hedges, A. Fernandez-Martinez, P. Raiteri, J. D. Gale, G. A. Waychunas, S. Whitlam, J. F. Banfield and J. J. De Yoreo, *Science*, 2013, **341**, 885-889.
- [18] J. Baumgartner, A. Dey, P. H. H. Bomans, C. Le Coadou, P. Fratzl, N. A. J. M. Sommerdijk and D. Faivre, *Nat Mater*, 2013, **12**, 310-314.
- [19] U. M. Mirsaidov, H. Zheng, D. Bhattacharya, Y. Casana and P. Matsudaira, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, 2012, **109**, 7187-7190.
- [20] H. Zheng, R. K. Smith, Y.-w. Jun, C. Kisielowski, U. Dahmen and A. P. Alivisatos, *Science*, 2009, **324**, 1309-1312.

LOW ENERGY ION SCATTERING DETERMINING GaP(001)<100>SURFACE LAYERS

U.Kutliev, N.Matyakubov, M.Karimov, K.Otaboeva

Urgench state university, Urgench, Uzbekistan,

e-mail: uchkunk@mail.ru

Abstract

The possibility of ion scattering spectroscopy at the analyzing of surface structure has been shown by computer simulation method. The receiving results may be interesting about the understanding surface structure of semiconductor monocrystals and at the receiving new materials with given properties.

Keywords: computer simulation, ion scattering, semiconductors.

Introduction

The ion scattering process has been the subject of both scientific investigations for a long time and recent rapid developing nanotechnologies and thin-film technologies. This process underlies such well-known methods of surface science as ion scattering spectroscopy. Physically, the energy range under consideration is characterized by the dominance of elastic over inelastic energy losses, and by the possibility of considering classical binary collisions using single-center potentials and disregarding the binding energy of the scattering ion in the crystal lattice. The first of these factors determines the upper, and the second, the lower boundary of the energy range. Talking about the surface, one should bear in mind that the bulk of the solid also participates in the process of ion scattering. The scattering depth is greater, as the ions are lighter and their energy is higher. In this energy range, heavy low-energy ions are scattered practically by one or two atomic layers. This is a great asset since it offers a possibility of using simple models of single and double scattering, and under grazing incidence, of calculating scattering produced only by surface atomic rows and the semichannels, formed by them. The possibility of probing only one surface atomic layer by heavy-ion scattering is also unique and does not have analogs in the other methods of the surface diagnostics of solids. Particle bombardment of a clean and adsorption-covered solid surfaces leads to radiation-induced vacancy defects, atomic steps, and defect clusters, as well as to an atomic scale relief (<100 Å) formation. The concentration and the type of the radiation defects being formed depend upon the experimental conditions and significantly influence the particles' trajectories and their angular and energy distributions, as well as the number of scattered particles. Moreover, there is a correlation between the reflected beam and the energy distributions of the scattered particles, which allows the determination of the surface structure [1–5].

For the analysis of the first one or two atomic top layers of a solid, noble gas ions with primary energies between about 0.5 and 10 keV are very well suited. This is due to their comparatively large scattering cross sections (of the order of 10^{18} cm²/sr) and due to the effective neutralization of ions that penetrate into the sample. Thus, the detection of scattered ions provides a powerful tool for surface analysis that is exclusively sensitive to the outermost atomic layers [6-7].

In this paper we presents the possibility of determining surface structure GaP(001)<100> surface by the scattering Ne⁺ ions at the grazing incidence.

Computer simulation and results

The characteristic trajectories of the Ne⁺ ions with initial energy 5 keV from the GaP(001)<100> surface at the $\psi=5^{\circ}$ have been calculated. In our calculation was used method of binary collision approximation. The simulation used in our calculations to construct the trajectories of the ions or projectile scattered by target atoms. In the binary collision model, particles move along straight-line segments, representing asymptotes to their trajectories in laboratory system, and one determines not a particle trajectory but rather the difference between the angles characterizing the initial and final directions of motion. While this approach permits one to cut the required computer time (compared with direct integration of the equations of motion), it also entails a systematic error due to the fact that over short segments of path, the real ion trajectory differs from the asymptotes used to replace the former. For the description of the particle interactions, the repulsive Biersack–Ziegler–Littmark (BZL) potential [8] with regard to the time

integral was used. The BZL approximation for the screening function in the Thomas–Fermi potential [9] takes into account the exchange and correlation energies, and the so-called “universal” potential obtained in this way shows good agreement with experiment over a wide range of inter atomic separations. Elastic and inelastic energy losses have been summed along trajectories of scattered ions. The inelastic energy losses $\varepsilon(E_0, p)$ were regarded as local depending on the impact parameter p and included into the scattering kinematics. These losses have been calculated on the basis of Firsov model modified by Kishinevsky [10] and contain direct dependence on the impact parameter:

$$\varepsilon(E_0, P) = \frac{0,310^{-7} v Z_1 (Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2}) (Z_1^{1/6} + Z_2^{1/6})}{\left(1 + \frac{0,67 \sqrt{Z_1} r_0}{a_{tf} (Z_1^{1/6} + Z_2^{1/6})}\right)} + \left(1 - 0,68 \frac{V(r_c)}{E_r}\right)$$

where v and E_r are the velocity and energy of relative atomic motion, Z_1 is a greater, and Z_2 the smaller of the atomic numbers, and r_0 is in units of Å.

At the GaP(001)<100> surface formed semichannels which have these geometrical parameters: wide of semichannel=3.86 Å, depth $h=1.36$ Å, distance between atoms $a=3.86$ Å. Therefore the study of characteristic trajectories of the atomic chains, wall and bottom of semichannel is end of for a understanding of the process ion scattering.

On the fig.1. presents the typical trajectory of scattering Ne^+ ions from the atomic chain of the semichannel(a). From this trajectory we can see that ion scattered from atomic chain and from the atoms which located on the second layer. The energy of scattered ions is 1573 eV, energy loss- 144 eV, number of collision is 24.

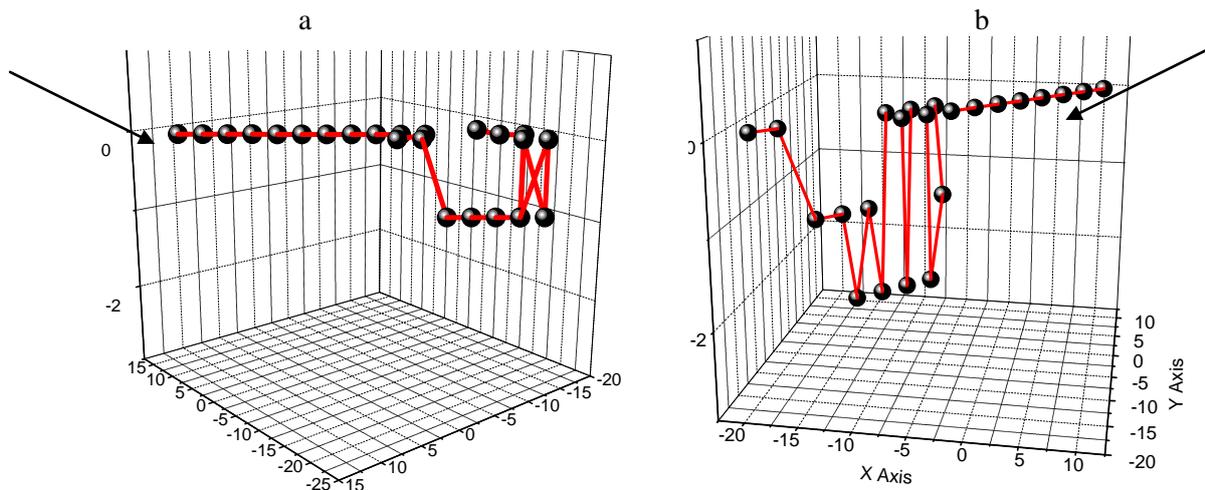


Fig.1 The characteristic trajectories near by atomic chair (a) and wall(b) of the semichannels.

The one of the characteristic trajectory scattering ions from the semichannel wall presents on the fig.1b. In this case the ion penetrated to the third line as well as the bombardment point is located further from atomic chain. The energy of scattered ions in this case – 4699 eV, energy loss- 149 eV, number of collision is 23.

The trajectory presented on fig.2a, pertaining to the reflected ion from middle part of the semichannel wall. The observing this trajectory shows the incidence ion at the beginning come to surface atomic chain. After then ion has collision with atoms located in second, third, fourth and fifth layers and reflected from neighbor semichannel. The energy of scattered ions in this case – 2641 eV, energy loss- 425 eV, number of collision is 51.

The typical trajectory of scattered ion from the depth part of semichannel presents in fig.2b. The trajectory shows that mainly ions moved in the semichannel. We can see that after capture to the semichannel the ion started push with semichannel by turns. The energy of scattered ions in this case – 4811 eV, energy loss- 160 eV, number of collision is 41.

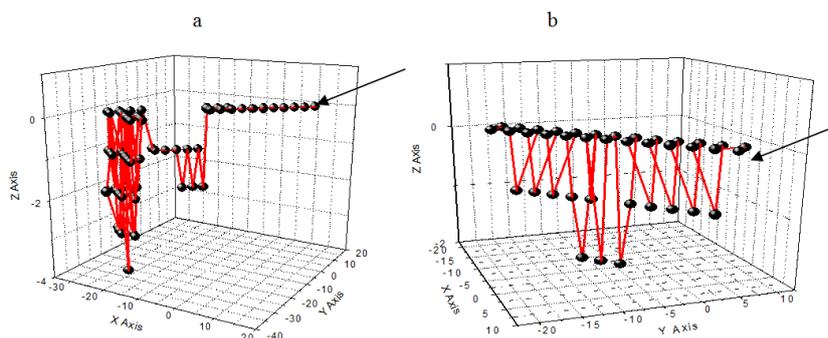


Fig.2 Some trajectory reflected ions from middle part of wall (a) and from width semichannel.

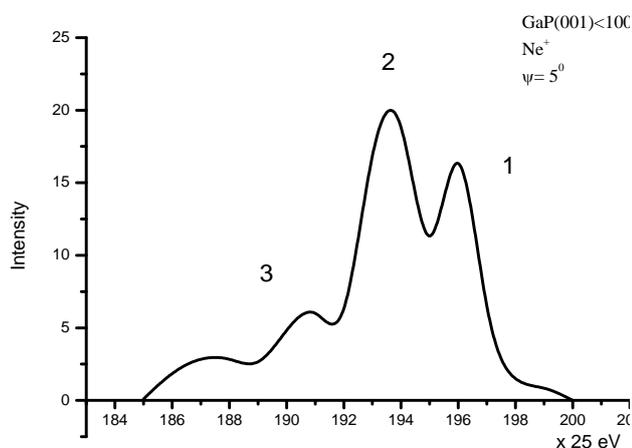


Fig.3. Energy distribution of scattered Ne^+ ions from $\text{GaP}(001)\langle 100 \rangle$ surface at the $\psi = 5^\circ$ and $E_0 = 5 \text{ keV}$.

The energy distribution of scattered Ne^+ ions from $\text{GaP}(001)\langle 100 \rangle$ surface at the $\psi = 5^\circ$ and $E_0 = 5 \text{ keV}$ presents on fig.3. The energy distribution have three more intensively peaks, corresponding to the 1- peak of surface atomic chain, 2- peak of surface semichannels and 3- peak of scattered ion from neighbor semichannels. The ions which have trajectory presented in fig.2a will perform low intensity peak-3.

Conclusion

The results presented above gives chance to do conclusion about the peculiarities of characteristic trajectories of reflected particles from the double component monocrystals. These results may be interesting about the understanding surface structure of semiconductor monocrystals and at the receiving new materials with given properties.

REFERENCE

- [1] Seee.g.H.Hedgeland,P.Fouquet,A.P.Jardine,G. Alexandrowicz,W.Allison,andJ.Ellis,Nat.Phys. 5, 561(2009). [2] P.Rousseau,H.Khemliche,A.G.Borisov,andP.Roncin, Phys.Rev.Lett. 98,016104(2007). [3] A.Schüller,S.Wethekam,andH.Winter,Phys.Rev. Lett. 98,016103(2007); [4] A.Schüller,M.Busch,S. Wethekam,andH.Winter,Phys.Rev.Lett. 102,017602 (2009). [5] D.Farias,C.Diaz,P.Nieto,A.Salin,andF.Martin, Chem.Phys.Lett. 390,250(2004). [6] J.R.Manson,H.Khemliche,andP.Roncin,Phys.Rev. B 78,155408(2008). [7] P.Rousseau,H.Khemliche,N.Bundaleski,P.Soulisse, A.Momeni,andP.Roncin,J.Phys.:Conf.Ser.133, 012013 (2008). [8] O'Connor D.J.,Biersack J.P. Comparison of theoretical and empirical potentials //Nucl. Instr. Meth.Phys.Res. – Amsterdam, 1986.-V.B15.P.14-17. [9] A.A. Dzhurakhalov, F.F. Umarov Anomalous inelastic energy losses and trajectory effects at small angle ion scattering by single crystal surface //Nucl.Instr. Meth.in Phys. Res.– Amsterdam,1998.-V.B136-138.-P.1092-1096. [10] ParilisE.S, Turaev N.Yu, Umarov F.F, Nijnaya S.L. The theory of middle energy ion scattering from the solid state surface.-Tashkent,1987.212p.

CONTROLLING MANY-BODY STATES AND SPIN TRANSPORT VAN DER WAALS HETEROSTRUCTURES BY THE ELECTRIC FIELD EFFECT

B.Özyilmaz

*Department of Physics,
Department of Materials Science and Engineering,
Center for Advanced 2D Materials
National University of Singapore (NUS), Singapore.*

The complex physics of a system with strong electron-electron interactions can be studied by studying its properties while tuning an external electric field applied to the system (the electric field effect). Indeed, complete electric-field control of many body states in strongly correlated electron systems would be of great advantage in future condensed matter research. Similarly, the electric field control of spin transport is crucial for many novel device concepts in the field of spintronics. In contrast to bulk materials, two-dimensional material are inherently thin and thus, avoid or at least sufficiently minimize electric screening. However, up until recently the choices of 2D materials for such studies was constrained to air-stable crystals. The recent progress in encapsulating 2D materials with atomically thin boron nitride (BN) in an inert gas environment has largely removed this constrain. In my talk I will give three examples. First, I will start with octahedral titanium diselenide (1T-TiSe₂), which reveals a charge-density wave and superconductivity in its phase diagram [2]. Next I will discuss experiments with Au intercalated van der Waals heterostructures of graphene and hexagonal boron nitride. Pristine graphene has negligible spin-orbit coupling (SOC). However, magnetotransport studies suggest that such intercalation leads to a bulk in-plane spin splitting and a Rashba-interaction with magnitude of 25 meV. The third example is the all electrical spin injection into black phosphorus. I will demonstrate that ultra-thin, semiconducting black phosphorus is an ideal spin channel material. Based on measurements in the non-local spin valves geometry with pure spin currents, we show that the spin relaxation times can be as high as ~ 4ns with spin relaxation lengths exceeding 6 μm . These values are an order of magnitude higher than what has been measured in graphene and other metals. I will further demonstrate that the spin transport can be manipulated in a transistor-like manner by just controlling the gate voltage. I will conclude my talk with a brief overview on our recent progress in large area CVD graphene research, e.g. its use as an anti-oxidation barrier film for magnetic hard disc drives.

REFERENCE

- [1] Transport properties of pristine few-layer black phosphorus by van der Waals passivation in inert atmosphere; Doganov, R. A., O'Farrell, E. C. T., Koenig, S. P., Yeo, Y., Ziletti, A., Carvalho, A., Campbell, D. K., Coker, D. F., Watanabe, K., Taniguchi, T., Castro Neto, A. H., and Ozyilmaz, B.; *Nature Comms.*, 6: 6647 (2015).
[2] [Controlling many-body states by the electric field effect in a two-dimensional material](#); Li, L. J., O'Farrell, E. C. T., Loh, K. P., Eda, G., Ozyilmaz, B., and Castro Neto, A. H. *Nature* 529, 185–189 (2016).

CONFINEMENT OF MATTER-WAVE SOLITONS ON TOP OF A PLATEAU - SHAPED POTENTIAL

A. Benseghir¹, B. A. Umarov², B. B. Baizakov³

¹ *Departement de Physique, Ecole Normale Supérieure, Laghouat and Laboratoire physico - chimie des matériaux, Université de Laghouat, Algerie*

² *Department of Physics, Kulliyah of Science, IIUM, 25200 Kuantan, Malaysia* ³ *Physical-Technical Institute, Uzbek Academy of Sciences, Tashkent, Uzbekistan*

E-mail: benseghir1@yahoo.com, bakhram@iium.edu.my, baizakov@uzsci.net

Abstract

Reflection of wave packets from downward potential steps and attractive potentials, known as quantum reflection, has been explored for bright matter-wave solitons with main emphasis on the possibility to trap them on top of a plateau-shaped potential. The regions in the parameter space are outlined, where moving solitons return from the borders of the potential and remain trapped for sufficiently long time. Dependence of the critical velocity of solitons, at which they escape the trap, are found as a function of the trap parameters. The obtained results can be of interest for the design of new soliton experiments with Bose-Einstein condensates.

Introduction

Matter-wave solitons are macroscopic objects with particle-like properties, which can exhibit non-classical behavior when they interact at low velocity with downward potential steps and attractive potential wells. A classical particle would certainly accelerate in these potentials, while quantum particle has a finite probability to be turned back. Reflection from such potentials occurs without reaching the classical turning point. In this sense, quantum reflection is understood as a classically forbidden reflection.

A counter-intuitive phenomenon of quantum reflection of bright matter-wave solitons from attractive potential wells was first considered in Ref. [1] and later experimentally observed in ⁸⁵Rb Bose-Einstein condensate (BEC) [2]. The subject was further elaborated in subsequent papers for single solitons [3, 4] and two-soliton bound states [5]. Significant quantum reflection occurs when the potential abruptly changes over a spatial domain, much smaller than the width of the wave packet. In ultra-cold quantum gases the de Broglie wavelength of atoms can be considerably greater than the spatial region over which the potential notably changes, thus suitable conditions for quantum reflection of slowly moving solitons can be available. In experiments a plateau - shaped potential for solitons can be created using red-detuned laser beams [2].

Our objective in this work is to address the question on how long bright matter wave solitons can be held on top of a plateau - shaped potential, while moving and experiencing repeated quantum reflections from its borders. In subsequent sections we present a theoretical model and perform numerical simulations of the Gross-Pitaevskii equation.

The model and collective coordinates approach

The governing equation of our model is the 1D Gross-Pitaevskii equation, represented in normalized units

$$i\psi_t + \frac{1}{2}\psi_{xx} - V(x)\psi + |\psi|^2\psi = 0, \quad (1)$$

where $\psi(x, t)$ is the mean-field wave function of the condensate and $V(x)$ is a plateau - shaped external potential

$$V(x) = -\frac{V_0}{2} [th(\frac{x+h}{w}) - th(\frac{x-h}{w}) - 2]. \quad (2)$$

The strength (drop in the potential) V_0 , extent of the plateau $L = 2h$ and width of the border region w will be varied in numerical simulations to find out suitable conditions for quantum reflection. In absence of the external potential Eq. (1) has a fundamental one soliton solution, which will be used as initial condition for Eq. (1)

$$\psi(x, 0) = \text{Sech}(x - x_0) \exp[iv(x - x_0)], \quad (3)$$

where x_0 is the initial position of the soliton and v is the initial velocity.

To verify if a matter wave soliton can be trapped for sufficiently long time on top of a plateau-shaped potential, we perform numerical simulation of the GPE (1). As initial condition we use the funda-

mental soliton, placed at the origin $x = 0$, and set in motion with some velocity. The result is shown in Fig. 1. When the soliton is set in motion with sufficiently small velocity $v = 0.1$, it remains trapped on top of the potential, experiencing repeated quantum reflections from its borders at $x = \pm 10$. Each time when the soliton is reflected from the border of the potential some amount of matter is transmitted to the region outside of the plateau.

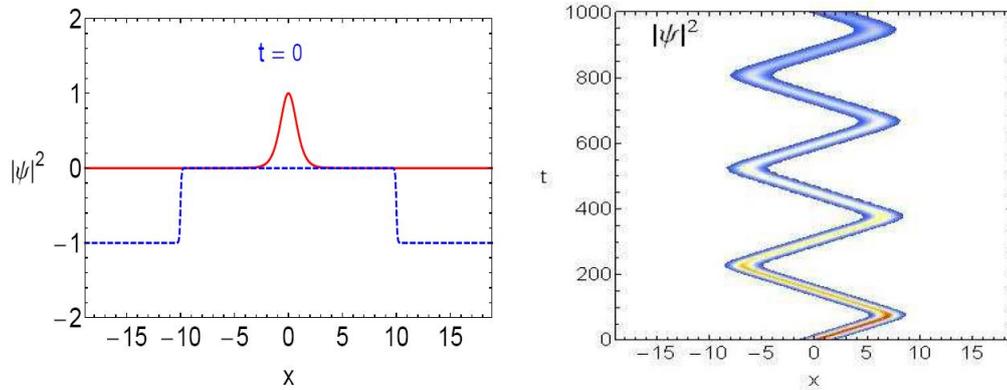


Fig. 1: Left panel: The sketch of the setup for confinement of a matter-wave soliton (red solid line) on top of a plateau-shaped potential $V(x)$, given by Eq. (2) for $V_0 = 20$ and $w = 0.1$ (blue dashed line). For visual convenience we plot $V(x)/V_0$. Right panel: The density plot $|\psi(x, t)|^2$ corresponds to numerical solution of the GPE (1) with initial condition Eq. (3) and $v = 0.1$.

As a result of this emission stepwise reduction of the number of atoms in the plateau-region $N = \int_{-h}^h |\psi(x, t)|^2 dx$ takes place, as illustrated in the left panel of Fig. 2. From numerical simulations with different parameters of the potential V_0 and w we observe that the trapping time strongly depends on the values of these parameters. Namely, when the drop in the potential is large ($V_0 \gg I$) and sharp ($w \ll I$), the quantum reflection is significant. This means longer time for the soliton to remain trapped on top of the potential.

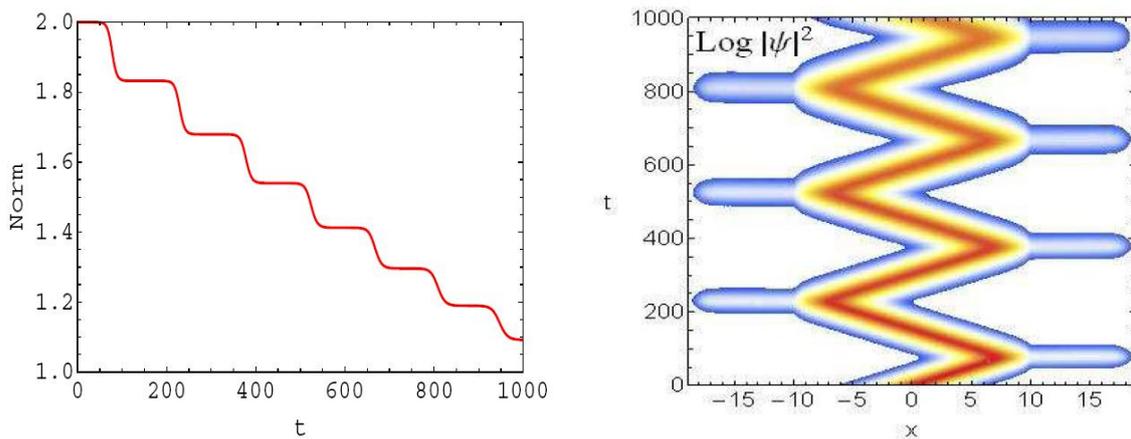


Fig. 2: Left panel: At each reflection from the trap's border some amount of matter is leaked out of the soliton, which leads to stepwise reduction of its norm N , proportional to the number of atoms in the plateau region. Right panel: Transmission of matter to un-trapped region ($x < -10$ and $x > +10$) is clearly seen when the density plot is drawn in a log scale.

For qualitative interpretation we recall that in the plane wave approximation, the reflection coefficient from a negative potential step $V(x) = -(V_0/2)[1 + th(x/w)]$ is given by [6]

$$R = \left(\frac{\text{Sinh}\left(\frac{\pi}{2}(k_2 - k_1)w\right)}{\text{Sinh}\left(\frac{\pi}{2}(k_2 + k_1)w\right)} \right)^2, \quad (4)$$

where $k_1 = v$, $k_2 = \sqrt{v^2 + 2V_0}$. From Eq. (4) we conclude that at fixed parameters of the potential V_0 and w , the maximum reflection $R \rightarrow 1$ is observed for slowly moving soliton $k_1 = 0, k_2 = \sqrt{2V_0}$, because in this case the numerator and denominator become equal. At fixed velocity v and potential drop V_0 , the coefficient of reflection is given by because $R = (k_2 - k_1)^2 / (k_2 + k_1)^2$, $\text{Sinh}(\alpha w) \approx \alpha w$ at fixed α and $w \ll 1$. It is relevant to mention, that although the Eq. (4) is derived for plane waves using time-independent Schrödinger equation, our numerical simulations confirm its qualitative validity also for moving nonlinear localized wave packets, described by GPE (1).

Conclusion

We have demonstrated that moving matter wave solitons can be trapped on top of a plateau-shaped potential for sufficiently long time. The mechanism behind this effect is the quantum reflection, which occurs when a wave packet encounters with downward potential steps or attractive potentials, rapidly varying on length scales much smaller than the width of the wave packet. The intensity of linear waves, emitted to outside regions of the trap potential, depends on the value of potential drop and sharpness of the border. The phenomena considered in this work can be observed in experiments with Bose-Einstein condensates, where a high level of control over matter wave solitons has been achieved [2]. Apart from basic scientific interest, the results may have important applications in matter-wave interferometry.

REFERENCES

[1] C. Lee and J. Brand, Enhanced quantum reflection of matter-wave solitons, *Europhys. Lett.* 73, 321 (2006). [2] A. L. Marchant, T. P. Billam, M. M. H. Yu, A. Rakonjac, J. L. Helm, J. Polo, C. Weiss, S. A. Gardiner, and S. L. Cornish, Quantum reflection of bright solitary matter waves from a narrow attractive potential, *Phys. Rev. A* 93, 021604(R) (2016). [3] S. L. Cornish, N. G. Parker, A. M. Martin, T. E. Judd, R. G. Scott, T. M. Fromhold, and C. S. Adams, Quantum reflection of bright matter-wave solitons, *Physica D* 238, 1299 (2009). [4] T. Ernst and J. Brand, Resonant trapping in the transport of a matter-wave soliton through a quantum well, *Phys. Rev. A* 81, 033614 (2010). [5] S. M. Al-Marzoug, S. M. Al-Amoudi, U. Al Khawaja, H. Bahlouli, and B. B. Baizakov, Scattering of a matter-wave single soliton and a two-soliton molecule by an attractive potential, *Phys. Rev. E* 83, 026603 (2011). [6] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory* (Moscow, Nauka, 1974).

PLASMONIC-ELECTRONIC TRANSDUCERS BASED ON TUNNELING

Ch.A. Nijhuis

National University of Singapore. Department of Chemistry and Centre for Advanced 2D Materials,
3 Science Drive 3, Singapore 117543, Singapore
Email: chmca@nus.edu.sg

Recently, the use of tunnel junctions as plasmon sources have regained interest [1,2]. In these devices, currents are directly converted to plasmons in a single step. The reverse process is also possible – optical rectification – and plasmons can couple to tunneling currents also in a single step (i.e., without the need of free photons or excitons). Therefore, tunnel junctions may find applications in plasmonic-electronic circuitry. Till date, it is unclear whether tunnel junctions can excite and detect plasmons efficiently enough for practical applications. From a fundamental point of view, the exact mechanisms of plasmon-electron coupling are not clear in these junction [3].

During the talk I will discuss our recent progress in the development of molecular tunnel junctions based on self-assembled monolayers (SAMs) and how we apply them as electrical excitation sources of plasmons [4-7]. The bottom-electrode is made of gold which also serves as the plasmonic waveguide. By simply applying a bias between the top and bottom electrode, a tunnelling current will flow. The tunnel-

ling charges carriers that reach the gold electrode excite plasmons. Since the tunnelling rate and the tunnelling direction can be controlled by simply changing the chemical structure of the SAM, we have the ability to control the plasmonic properties of the devices and launch plasmons [8,9]. Our experiments indicate that these plasmon sources behave as point sources whose blinking properties can also be controlled by simply changing the molecular structure. Finally, by integrating two tunnel junctions with one wave-guide, we demonstrate that the tunnel junctions are also promising as plasmon detectors [9]. The latter devices make it possible to estimate the plasmon-electron coupling efficiency. Our results indicate that the plasmon-electron coupling efficiency is 1000 times higher than previously estimates based on photon out coupling rates [1-3]. Our results show that molecular electronics combined with plasmonics makes it possible to control plasmonic properties and to study new phenomena at the molecular length-scales and the tunnel junctions are interesting for applications in plasmonic-electronics in more general.

REFERENCES

- [1] Parzefall, M.; Bharadwaj, P.; Jain, A.; Taniguchi, T.; Watanabe, K. *Nat. Nanotechnol.* **10**, 1058–1063 (2015)[2] Kern, J.; Kulloock, R.; Prangma, J.; Emmerling, M.; Kamp, M.; Hecht, B. *Nat. Photon.* **9**, 582–586 (2015)[3] Ward, D. R., Hüser, F., Pauly, F., Cuevas, J. C. & Natelson, D. Optical rectification and field enhancement in a plasmonic nanogap. *Nature Nanotechnol.* **5**, 732–736 (2010).[4] Nerngchanmng, N.; Yuan, L.; Qi, D. C.; Jiang, L.; Thompson, D.; Nijhuis, C. A. *Nat. Nanotechnol.* **2013**, *8*, 113.[5] Wan, A.; Jiang, L.; Suchand Sangeeth, C. S.; Nijhuis, C. A. *Adv. Funct. Mater.* **2014**, *24*, 4442.[6] Yuan, L.; Jiang, L.; Zhang, B.; Nijhuis, C. A. *Angew. Chem. Int. Ed.* **2014**, *53*, 3377. [7] Jiang, L.; Yuan, L.; Cao, L.; Nijhuis, C. A. *J. Am. Chem. Soc.* **2014**, *136*, 1982.[8] Du, W.; Wang, T.; Chu, H.; Wu, L.; Liu, R.; Sun, S.; Phua, W.K.; Wang, L.; Tomczak, N.; Nijhuis, C. A. *Nature Photon.* **2016**, *10*, 274 – 280[9] Tan, S. F., Wu, L., Yang, K. L. W., Bai, P., Bosman, M., Nijhuis, C. A. *Science*, **2014**, *343*, 1496.[10] Du, W.; Wang, T.; Chu, H.; Nijhuis, C. A. *Submitted*

САМООРГАНИЗАЦИЯ УПОРЯДОЧЕННЫХ НАНОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ

Н.Ф Зикриллаев., К.С Аюпов., Э.Б Саитов, Н.Р Умирова, С.Ш Махмудов

Ташкентский государственный технический университет,
г. Ташкент, ул. Университетская 2
e-mail: elyor.saitov@yandex.ru

В настоящее время в нанотехнологии наиболее перспективными считаются два подхода, которые можно условно назвать: 1) – атомная сборка, 2) – самоорганизация. Идея атомной сборки была предложена еще в 1960 г. знаменитым американским физиком Р. Фейнманом: чтобы собрать нужную наноструктуру из отдельных атомов, необходимо просто поместить нужный атом в нужное место [1]. Эта, казалось бы, фантастическая мысль стала реальностью с изобретением сканирующего туннельного микроскопа.

Возможность таких атомных манипуляций была впервые продемонстрирована в начале 1990-х годов группой американского физика Д.Эйглера. В качестве примера на рисунке.1 показано строительство “квантовой точки” (окружности радиуса 7.1 нм, состоящей из 48 атомов никеля на поверхности кремния) [2]. Квантовая точка действует как двумерная яма цилиндрической формы для электронов поверхности.

Однако необходимо отметить, что для формирования даже такой относительно простой наноструктуры требуются часы кропотливой работы оператора АСМ, что совершенно не годится для промышленного производства интегральных схем, где число элементов исчисляется миллионами и даже больше. В связи с этим возникло альтернативное направление формирования наноструктур - самоорганизация. Принцип самоорганизации заключается в создании таких условий, чтобы система сама стремилась образовать наноструктуры, причем в достаточно больших количествах, спонтанным образом. Изучение возможностей самоорганизации атомов металла, осажденных на поверхность кремния, для создания упорядоченных наноструктур и составляло цель нашего исследования.

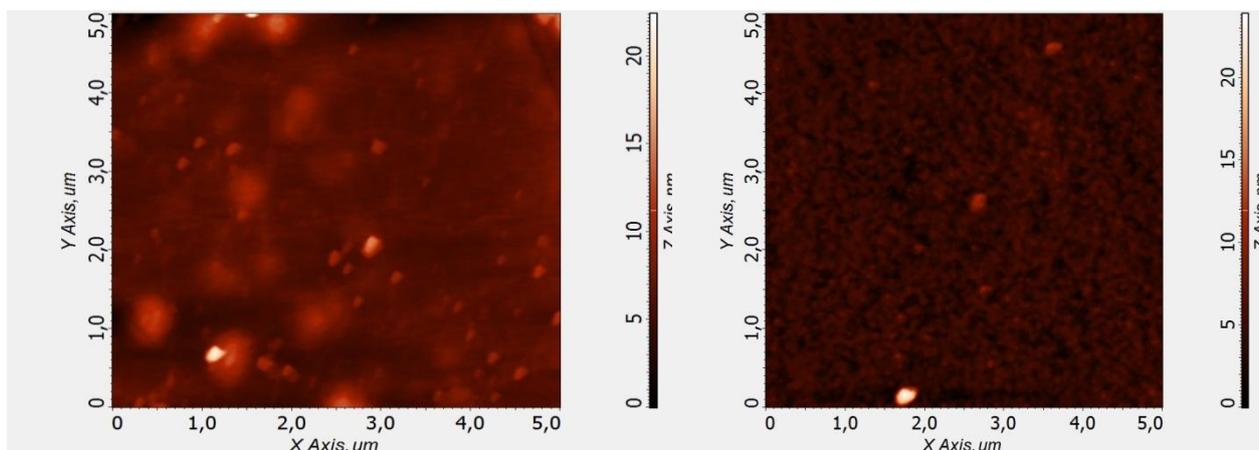


Рисунок.1. Набор последовательных АСМ-изображений, которые иллюстрируют процесс формирования “квантовой точка” из 48 атомов Ni, адсорбированных на поверхности Si (111).

Рисунок.2. АСМ-изображение массива наносторокков Si, полученных напылением пяти многоатомных слоев Si на поверхность Si(111), покрытую тонким слоем SiO₂.

Примером самоорганизации может служить формирование островков нанометрового размера при осаждении чужеродных атомов на поверхность твердого тела (рисунок. 2). Осажденные атомы мигрируют по поверхности и, соединяясь друг с другом, образуют островки. Этот процесс стохастический (случайный). Поэтому островки различаются по размеру (одни крупнее, другие мельче) и распределены по поверхности случайно (где-то они расположены гуще, а где-то реже). Однако весьма желательно, чтобы все островки были одного и того же размера - ведь от их размера сильно зависят их свойства (например, система электронных уровней).

Наши исследования [3-5] показали, что с помощью самоорганизации этот идеальный случай может быть реализован. Если на атомарно – чистую поверхность кремния Si (111) при температуре около 1100 °С в условиях сверхвысокого вакуума (~10⁵ Торр) осадить примерно 1/3 монокристаллического слоя никеля, то на поверхности формируется упорядоченный массив нанокластеров – островков атомного размера (рисунок.3). Все нанокластеры идентичны: каждый из них состоит ровно из шести атомов Ni. Такие кластеры называют магическими, так как число атомов в них не произвольное, а точно равно некоторому “магическому” числу (в данном случае шести). Как видно на рисунке, магические кластеры образуют к тому же упорядоченную периодическую структуру. Примечательно то, что, как показали исследования других элементов, такое поведение характерно и для других металлов.

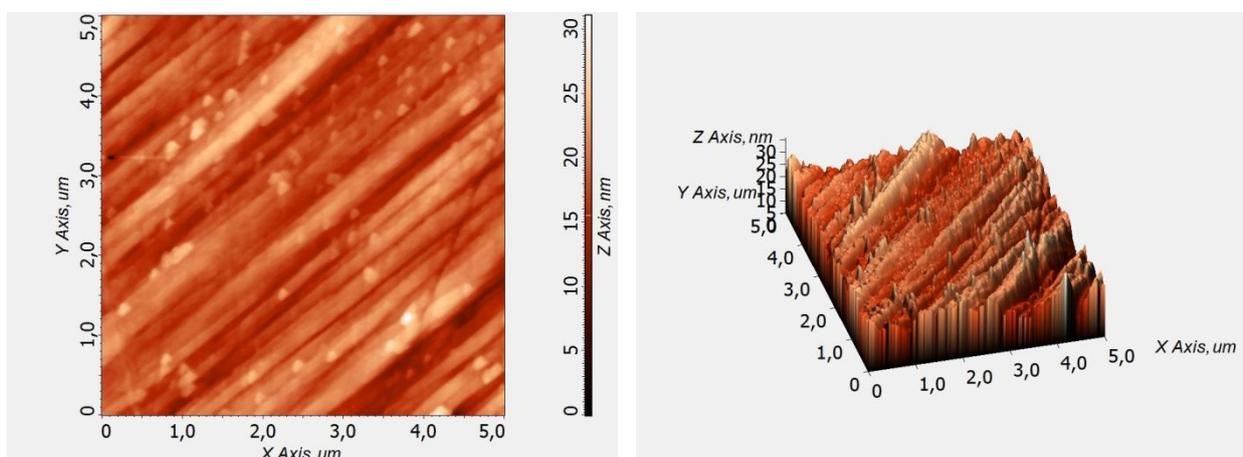


Рисунок.3. Самоорганизация упорядоченного массива наноструктур при осаждении атомов Ni на поверхность Si(111).

Как мы видим, самоорганизация - продуктивный метод формирования разнообразных упорядоченных наноструктур на поверхности кремния. Эти наноструктуры представляют собой инте-

ресный объект для дальнейших исследований и имеют принципиальную перспективу найти применение в нанoeлектронике будущего.

Исследование фотоэлектрических свойств микро диодов Шоттки показало, что такие структуры обладают достаточно высоким фото напряжением при комнатной температуре и в зависимости от параметров кластера (размер, глубина нахождения и т.д.) оно составляет $V_{xx} \sim 100 \div 200$ мВ (ток короткого замыкания $I = 2 \cdot 10^{-6}$ А) (рис. 3). Эти данные показывают, что в образцах Si с плотностью таких микроструктур $N \sim 10^5 \div 10^6$ см⁻² соединяя последовательно или параллельно можно создать микроэлементы.

Каждый элемент должен создаваться в изолированных кармашках. Если плотность тока для солнечных элементов составляет 20 А/см², то необходимая площадь для получения значения тока короткого замыкания $I = 2 \cdot 10^{-6}$ А с одного микроэлемента составляет 10 мкм. Это значение совпадает с полученными результатами. Если диаметр кремниевой пластинки составляет 10 см, то площадь данной пластинки составляет $S = 715,7 \cdot 10^3$ м². При использовании 50% данной площади мы можем создать $7,85 \cdot 10^8$ микросолнечных элементов.

Авторы выражают благодарность профессору М.К. Бахадырханову за обсуждение полученных результатов и ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Feynman R.P. // Engineering and Science (California Institute of Technology). 1960. V.23. P.22 (перепечатанав: Journal of Microelectromechanical Systems. 1992. V.1. P.60; см.также <http://www.its.caltech.edu/~feynman/plenty.html>). [2] Crommie M.F., Lutz C.P., Eigler D.M. // Nature. 1993. V.363. P.524-527 (<http://www.almaden.ibm.com/vis/stm/corral.html#stm16>). [3] М. К. Bakhadyrkhanov, S.B.Isamov, and N.F.Zikrillaeв IR Photodetectors in the Range of $\lambda = 1,5-8 \mu\text{m}$, Based on Silicon with Multicharged Nanooclusters of Manganese Atoms, Microelectronika Vol. 41, No. 6, pp. 433-435.2012. [4] В. А. Abdurakhmanov, М. К. Bakhadir khanov, E.B Saitov and other// Formation of Clusters of Impurity Atoms of Nickel in Silicon and Controlling Their Parameters Nanoscience and Nanotechnology, Vol. 4 No. 2, 2014.[5] В. А. Abdurakhmanov, М. К. Bakhadir khanov, Н. М. Iliyev, E.B Saitov and other// Silicon with Clusters of Impurity Atoms as a Novel Material for Photovoltaic// Nanoscience and Nanotechnology, Vol. 4 No. 3, 2014.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ЭПР КРИСТАЛЛОВ Si<Mn>

Ш.Аскарлов, Ш.Баширулла, Ш.Камилова

Ташкентский Государственный технический университет
Ташкент 100095, улица университетская 2,
E-mail: bashirulla@mail.ru

Аннотация

Исследованы спектры ЭПР кремния, легированного марганцем в зависимости от типа концентрации исходных мелких примесных центров, а также от степени компенсации материала. Показано, что в кремнии с исходной мелкой примесью фосфора марганец как центр внедрения может находиться в трех зарядовых состояниях $Mn^+(3d^6)$, $Mn^0(3d^7)$ и $Mn^-(3d^8)$. А в кремнии с исходной мелкой примеси бора как центр внедрения $Mn^0(3d^7)$, обменно-связанных пар $Mn^+(3d^6)$ –

$Mn^+(3d^6)$, донорно-акцепторных пар В – $Mn^{++}(3d^5)$ и примесных скоплений из четырех ионов марганца $Mn^{++}(3d^5)$.

На основе совместного анализа результатов ЭПР, электрических и фотоэлектрических свойств кристаллов кремния, легированных марганцем показано, что с ионизацией нейтральных примесных центров внедрения $Mn^0(3d^7)$ связано образование двух донорных уровней $E_c - 0,24$ и $E_c - 0,42$ эВ. А скопление четырех атомов марганца вносят в запрещенную зону кремния две полосы энергетических уровней $E_c - (0,24 - 0,34)$ эВ и $E_c - (0,42 - 0,53)$ эВ донорного характера. Установлено, что высокая фотопроводимость, наличие остаточной проводимости, а также глубокие ИК гашения фото- и остаточной проводимости связаны наличием многозарядных примесных скоплений марганца.

Ключевые слова: кремний, марганец, спектры ЭПР, центры внедрения, донорно-акцепторные, обменно связанные пары, многозарядные скопления примесных центров.

1. Введение

Из исследований электрических и фотоэлектрических свойств, с присутствием марганца в кремнии связано образование двух донорных уровней [1]. В сильно компенсированных Si<B, Mn> наблюдается аномально большая фоточувствительность, большая кратность остаточной проводимости, сильное ИК и температурное гашение ФП и ОП при температурах жидкого азота [2,3]. Отсюда возникла необходимость выяснить примесное состояние марганца в кремнии, ответственное за образование энергетических уровней и вышеперечисленные физические явления.

2. Методы исследований и экспериментальные результаты.

Для определения состояния марганца были исследованы спектры ЭПР образцов Si<Mn>, с заранее известными электрическими свойствами.

Спектры ЭПР регистрировались на спектрометре фирмы «Bruker» на частоте 9,4 ГГц в диапазоне гелиевых температур.

Исследования серии образцов Si<Mn> различным типом и концентрацией исходных мелких примесей, в которые марганец вводился диффузией в одной ампуле при $T = 1150^\circ\text{C}$ показали, что во всех образцах содержащих фосфор, а также для образцов с концентрацией бора $N_B \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$

при $T = 3,8 \text{ К}$ наблюдается изотропный спектр, который приведен на рис. 1. Как видно из рисунка, наблюдаемый спектр имел шесть линий сверхтонкой структуры, обусловленных взаимодействием d – электронов с собственным ядром Mn^{55} ($I = 5/2$). Измеренные параметры спектра имели значения $g = 2,362 \pm 0,003$, $A = (58,0 \pm 0,2) \text{ Гс}$. Спектр имел сильную температурную зависимость и при $T = 8 \text{ К}$ полностью исчезал.

Интенсивность линий спектра в образцах Si<Mn>, содержащих исходный фосфор, с $N_P \leq 1,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ была приблизительно одинаковой и ее значение уменьшалось при дальнейшем увеличении концентрации фосфора. При этом наблюдался новый изотропный спектр (см. рис. 2), состоящий также из шести линий сверхтонкой структуры, каждая из которых была расщеплена на две линии. Параметры спектра: $g = 2,0113 \pm 0,001$, $A = (76,0 \pm 0,2) \text{ Гс}$. Этот спектр наблюдался при относительно высоких температурах и исчезал только при $T \sim 30^\circ \text{ К}$. На том же образце наблюдались две более интенсивные линии сверхтонкой структуре с $g = 1,998 \pm 0,001$, $A = (43,0 \pm 0,2) \text{ Гс}$ обусловленные взаимодействием донорного электрона фосфора с ядром P^{31} ($I = 1/2$).

Интенсивность линий спектра ($g = 2,362 \pm 0,003$, $A = (58,0 \pm 0,2) \text{ Гс}$) в образцах Si<Mn>, содержащих исходный бор, уменьшалась с увеличением концентрации бора. Наблюдаемое уменьшение интенсивности, как показали исследования влияния степени компенсации на интенсивность спектра, связано с изменением степени компенсации исходного бора. Тщательные исследования показали, что этот спектр наблюдается в образцах n – типа проводимости с $\rho \leq 5 \cdot 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, независимо от типа и концентрации исходных примесей. Эти результаты показывают, что в перекомпенсированных образцах n – Si<Mn>, содержащих исходный бор, при увеличении удельного сопротивления $\rho \geq 5 \cdot 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ происходит изменение зарядового состояния марганца. Однако обнаружить спектр, связанный с изменением зарядового состояния изолированного марганца, в образцах n – Si<Mn> с $\rho \geq 5 \cdot 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ не удалось. По видимо, это связано с активностью ионизованных центров марганца к образованию различных комплексов.

Действительно в ряде высокоомных кристаллах n – Si<B,Mn> наблюдался спектр, состоящий из пяти хорошо разрешенных линий тонкой структуры (в соответствии S поле кубической симметрии), каждая из которых соответственно расщеплялась на шесть компонент вследствие сверхтонкого взаимодействия с ядром Mn^{55} (рис.3). При вращении образца вокруг оси <110> наблюдалась угловая зависимость положения линий тонкой структуры. Линии максимально расщеплялись при ориентации <111> относительно \vec{H} . Это свидетельствует о дипольном характере искажения кристаллического поля. При этом направлении, спектр имел

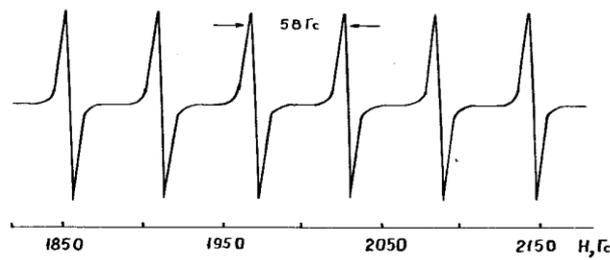


Рис. 1 Спектр ЭПР $Mn^{2+}(3d^7)$ в кремнии при $T=3,8K, H \parallel \langle III \rangle$.

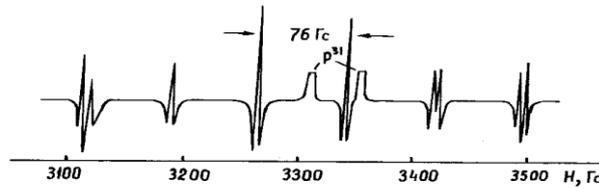


Рис. 2 Спектр ЭПР $Mn^{2+}(3d^8)$ в кремнии при $T=3,8K, H \parallel \langle III \rangle$, $p = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (линии фосфора отрезаны).

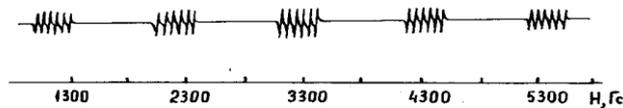


Рис. 3 Спектр ЭПР пары $Mn-B$ в кремнии при $T=3,8K, H \parallel \langle III \rangle$

параметры $g = 2,058 \pm 0,001$, $A = (57,1 \pm 0,2) \text{ Гс}$, $D = (544 \pm 0,2) \text{ Гс}$. Наблюдаемый спектр обладал достаточной стабильностью при комнатной температуре. Кроме того, во всех перекомпенсированных образцах $Si \langle B, Mn \rangle$ с $\rho \leq 5 \cdot 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при низких температурах ($\sim 4 \text{ K}$), практически в нулевом внешнем магнитном поле наблюдался спектр, состоящий из большого числа линий, положение и интенсивность которых менялась к образцу (рис. 4).

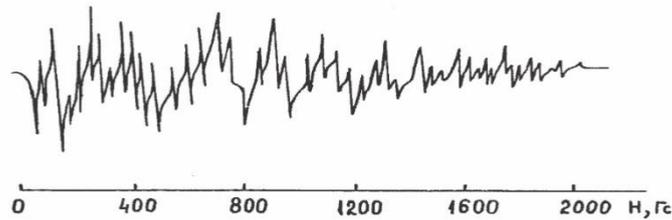


Рис. 4 Спектр ЭПР пары $Mn^{2+}-Mn^{2+}$ в кремнии при $H \parallel \langle III \rangle$, $T=4,6K$. (неэквивалентные пары)

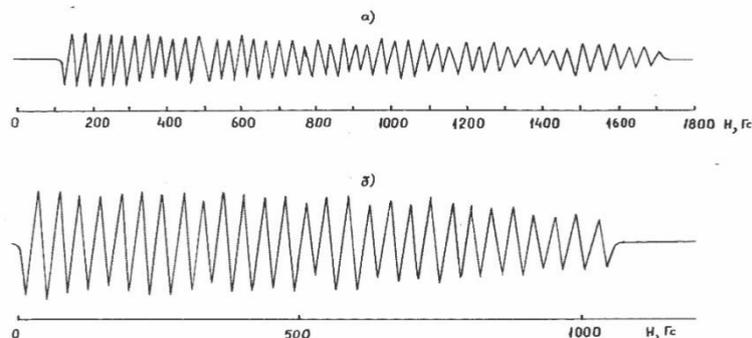


Рис. 5 Спектр ЭПР пары $Mn^{2+}-Mn^{2+}$ в кремнии при $H \parallel \langle III \rangle$. а) $T=3,2K$, б) $T=4,6K$

Нам удалось изготовить образцы $Si \langle B, Mn \rangle$, в которых спектр в нулевых полях имел хорошо разрешенную сверхтонкую структуру (рис. 5б). Интенсивность линий и значение резонансных по-

лей спектра сильно изменились с изменением температуры. Спектр имел максимальную интенсивность при $T = 4,6$ К, а центр тяжести спектра при данной температуре находился практически в нулевых полях и часть спектра находилась в области отрицательных полей. При понижении температуры интенсивность линий спектра уменьшалась, а центр тяжести сдвигался в сторону положительных полей и при $T = 3,2$ К спектр полностью прописывался в стороне положительных полей. При этой температуре в направлении магнитного поля по оси $\langle 111 \rangle$, спектр состоял из четырех линий тонкой структуры, каждая из которых состояла из 11 линий сверхтонкой структуры с $A = 37$ Гс (рис. 5а).

При повышении температуры от 4,6 К интенсивность линий спектра также уменьшалась, а центр тяжести сдвигался в сторону отрицательных полей и уже при $T=4,9$ К находился в стороне отрицательных полей.

Так как все перечисленные фотоэлектрические явления особенно сильно проявляются в сильно компенсированных образцах, нами были тщательно исследованы спектры ЭПР сильно компенсированных образцов $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ с $\rho \leq 5 \cdot 10^2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ n – типа, так и p – типа, содержащих различную концентрацию исходного бора. Результаты этих исследований показали, что в этих образцах наблюдается спектр ЭПР, состоящий из 21 линии сверхтонкой структуре с $A = (14,2 \pm 0,05)$ Гс и $g = 2,0065 \pm 0,0005$. параметры спектра незначительно отличалась от ранее известного спектра [4] из 21 компоненты, принадлежащего нейтральным кластером, состоящим из четырех атомов марганца.

3.Обсуждение результатов и выводы

Анализ полученных экспериментальных результатов дает нам основание предположить, что наблюдаемый уровень $E_c = 0,24$ эВ в образцах $\text{Si}\langle\text{P},\text{Mn}\rangle$ связан с ионизацией нейтральных атомов марганца. В пользу такого предположения можно отнести тот факт, что при введении марганца в n – Si ($\rho = 200 \text{ Ом} \cdot \text{см}$), происходит уменьшение удельного сопротивления образца (до $17 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при 300 К), т.е. увеличивается число свободных электронов. Увеличение числа свободных электронов, как однозначно показывают электрические и фотоэлектрические исследования, связано с ионизацией уровня $E_c = 0,24$ эВ. При понижении температуры до $3,8 \text{ К}$ происходит заполнение этого уровня за счет захвата свободных электронов с зоны проводимости, вследствие чего удельное сопротивление образцов увеличивается. И в этом состоянии в кристаллах наблюдается спектр, состоящий из шести линий сверхтонкой структуры, соответственно с параметрами $A = 58,6$ Гс и $g = 3,362$ (рис. 1). Наблюдаемый спектр связан с изолированными нейтральными атомами марганца, находящимися в междоузлиях, так как g – фактор наблюдаемого спектра соответствует g – фактору ранее известного центра – $\text{Mn}^0(3d^7)$ [4]. Ион $\text{Mn}^0(3d^7)$ имеет трехкратное орбитальное вырождение в кристаллическом поле кубической симметрии. В связи с этим, из – за сильного спин – орбитального взаимодействия имеет место большая скорость релаксации и спектр наблюдается при температуре $T \leq 8 \text{ К}$.

При увеличении концентрации исходного фосфора $N_p \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при низких температурах часть внедренных атомов марганца может захватить электрон из зоны проводимости, вследствие чего они переходят в состояние $\text{Mn}^- (3d^8)$. Именно с этим состоянием марганца связан спектр, приведенный на рис. 2. так как расщепление каждой линии сверхтонкой структуры на две компоненты свидетельствует о том, что $S = 1$, то действительно этот спектр соответствует центру $\text{Mn}^- (3d^8)$, имеющему октаэдрическую симметрию. Аналогичный спектр с идентичными параметрами ранее наблюдался в работах Людвиг и Вудбери [4,5]. Таким образом в образцах $\text{Si}\langle\text{P}, \text{Mn}\rangle$, в зависимости от концентрации исходного фосфора, при комнатной температуре, марганец может находиться в трех зарядовых состояниях – $\text{Mn}^+ (3d^6)$, $\text{Mn}^0(3d^7)$ и Mn^-3d^8 , а при низких температурах в двух зарядовых состояниях – $\text{Mn}^0(3d^7)$ и $\text{Mn}^- (3d^8)$.

Постоянное уменьшение интенсивности этих линий с последующим полным исчезновением спектров, обусловленным ионами марганца $\text{Mn}^0(3d^7)$ и $\text{Mn}^- (3d^8)$, при длительном хранении образцов $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ при комнатной температуре, свидетельствует о достаточно большой подвижности ионов внедрения марганца при этой температуре. В процессе своего перемещения по кристаллу, ионы марганца могут активно взаимодействовать с различными исходными примесями, а также различными дефектами термообработки и закалки, образуя различного рода комплексы. При этом вероятнее всего образуются комплексы за счет кулоновской силы взаимодействия между положительно заряженными ионами марганца и отрицательно заряженными центрами. Наиболее

классической из этих комплексов является образование донорно-акцепторной пары между исходными акцепторами замещения с ионами марганца, находящимися непосредственно на соседнем междоузлии от акцептора. О существовании донорно-акцепторных пар в наших кристаллах свидетельствует наблюдаемый спектр, приведенный на рис. 3, так как спектр по характеру и параметрам близок с параметрами $(Mn B)^+$ [5]. В образцах Si<B, Mn> эти пары могут находиться в двух зарядовых состояниях $(Mn B)^0$ и $(Mn B)^+$. С нейтральными парами $(Mn B)^0$, как свидетельствует ряд экспериментальных результатов, по-видимому связано образование донорного уровня $E_c - 0,5эВ$. Отдавая один электрон на компенсацию бора ион Mn^+ ($3d^6$) не обязательно образует кулоновскую пару Mn - B но, диффундируя по междоузлиям ионы, достаточно близко подходят друг к другу и при этом обменно взаимодействуют.

Именно с образованием обменно-связанных пар $Mn^+ - Mn^+$, по-видимому, связан наблюдаемый в низких полях спектр, состоящий из четырех линий тонкой структуры, каждая из которых в свою очередь состоит из одиннадцати линий сверхтонкой структуры.

Спиновый гамильтониан обменно-связанной пары может быть записан в виде [6] (при условии $D=0$):

$$H = g\rho(H_e \hat{J}) + D^S (J_{ix} + J_{jx}) + \frac{B}{2} \left[\hat{J}_i \hat{J}_j - 3\hat{J}_{iz} \right] + \frac{1}{2} A \left[\hat{J}(\hat{I}_i + \hat{I}_j) \right]$$

где $\hat{H}_e = \hat{H}_{ex} + \hat{H}_{int}$ – сумма внешнего и внутреннего полей, $B = \frac{g^2 \beta}{r_{ij}^3} (3 \cos^2 \theta - 1)$; r_{ij} – расстояние

между магнитными центрами, θ – угол между линией, соединяющей центры с направлением внешнего магнитного поля J – полный момент пары.

Число линий тонкой структуры определяется как $2J$, поэтому четыре линии определяют полный момент одиночного иона марганца $J=1$. Кроме того, из гамильтониана следует, что величина константы сверхтонкого взаимодействия уменьшается в спектре пары в два раза. В нашем случае $A_{пар} = 37$ Гс. Следовательно, константа сверхтонкого взаимодействия одного иона $A = 74$ Гс. По этим двум параметрам можно однозначно судить о состоянии ионов марганца, образующих обменно-связанную пару – это ионы Mn^+ ($3d^6$) [7].

Интересно отметить, что

1. Взаимодействие в паре ферромагнитное;
2. Ионы Mn^+ ($3d^6$) во всех парах (в данном образце) Si<B,Mn>) находятся практически на одном и том же расстоянии;
3. Пары, взаимодействуя между собой, создают внутреннее магнитное поле, равное по величине ~ 3 кГс при $T = 4,6$ К.

Очевидно, первый и третий вывод можно отнести ко всем образцам кремния, легированных бором и марганцем. Однако, как указывалось выше, в большей части образцов пары $Mn^+ - Mn^+$ оказывается неэквивалентным, поэтому спектр ЭПР представляет собой суперпозицию линий тонкой структуры от разных пар, что затрудняет расшифровку спектра. Однако, наблюдаемые в сильно компенсированном кремнии ряд необычных физических явлений невозможно объяснить на основе донорно-акцепторных пар или обменно-связанных кластеров марганца. Ответственными за них, по-видимому, являются наблюдаемые в таких кристаллах скопления четырех ионов марганца, находящихся непосредственно в соседних междоузлиях. Ранее такие скопления наблюдались при введении марганца в исходных кристаллах n – типа с малым удельным сопротивлением [4]. Так как образцы Si<Mn> после диффузии имели низкоомную n – тип проводимость, авторы к таким скоплениям приписали нейтральное состояние Mn_4^0 .

Параметры, наблюдаемого нами спектра скоплений ($g = 2,0065 \pm 0,0005$, $A = 14,2 \pm 0,1$ Гс), незначительно отличались от параметров спектра Mn_4^0 . Известно, что константы сверхтонкого взаимодействия в спектре скоплений четырех атомов марганца уменьшаются в четыре раза. В нашем случае $A = 14,2$ Гс. Следовательно, что константы сверхтонкого взаимодействия одиночного центра 56,8 Гс. Если имеется в виду тот факт, что в нашем случае, спектры скопления наблюдаются в сильно компенсированных образцах и параметры спектра близки к параметрам одиночных ионов Mn^{++} ($3d^5$), то можно предположить, что скопление образуется именно на основе этих ионов марганца. Такие скопления в кристаллах могут образоваться вокруг двукратно заряженных отри-

цательных центров. На первый взгляд кажется, что образование скоплений маловероятно из-за кулоновского отталкивания между ионами Mn^{++} ($3d^5$). Однако, проведенные расчеты показали, что полная энергия такого центра отрицательна, что свидетельствует о возможности образования таких скоплений. Ядром скоплений вероятнее всего являются вакансии. В пользу такого предположения можно отнести тот факт, что образцы $p - Si<B,Mn>$, где уровень Ферми расположен ниже чем второй акцепторный уровень, вакансии $E_v = 0,39эВ$ становятся не фоточувствительными, тем самым свидетельствуя об отсутствии скоплений марганца в этих кристаллах.

В целом скопление атомов марганца в кремнии можно рассматривать как многозарядный центр, который в зависимости от типа и концентрации исходных примесей, а также степени компенсации образцов $Si<B,Mn>$ может находится в одном из следующих зарядовых состояний $(V^- Mn_4^0)^2-$, $(V^- Mn^+ Mn_3^0)^-$, ..., $(V^- Mn^+ Mn_3^{++})^{5+}$, $(V^- Mn_4^{++})^{6+}$. Каждому из этих состояний соответствует в запрещенной зоне кремния определенный дискретный энергетический уровень. Однако из-за малости разности энергий между соседними уровнями, которая оказывается в пределах экспериментальной ошибки, определения энергетического уровня по температурной зависимости концентрации и спектра ФП, нам не удалось обнаружить эти дискретные уровни. Вместо них наблюдались две полосы энергетических уровней с шириной полосы $\sim 0,1 эВ$. Наблюдаемые полосы энергетических уровней обусловлены нижеследующими возбуждениями скоплений марганца $(Mn_4^0 \rightarrow Mn_4^+) - (0,24 + 0,34)эВ$ и $(Mn_4^+ \rightarrow Mn_4^{++}) - (0,42 + 0,53)эВ$.

Потенциал многозарядных примесных скоплений становятся дальнедействующими по мере снижения концентрации экранирующих равновесных электронов. Поэтому высокоомные кристаллы $Si<Mn>$ можно рассматривать, как неоднородный материал с характерным потенциальным рельефом способных разделять фотовозбужденных неравновесных носителей тока. При этом электроны захватываются многозарядными центрами скоплений. А дырки скапливаясь в буграх валентной зоны, могут участвовать в проводимости. С этим можно связать высокую фоточувствительность и ОП кристаллов $Si<Mn>$. При наличии дополнительной ИК подсветки происходит выброс электронов из центров скоплений марганца в зону проводимости с последующим рекомбинации их с дырками, и снижением значения фототока и остаточной проводимости.

ЛИТЕРАТУРА

[1] R.O.Carlson Properties of silicon Doped with Manganese, Phys. Rev., 1956, v.104, № 4, p. 937-941. [2] М.К. Бахадырханов, А. Хамидов Гигантская остаточная проводимость в $p -$ кремнии, легированном марганцем. ФТП, 1979, т.13, №5, с.1036 – 1038. [3] М.К.Бахадырханов, А.А.Турсунов, К.А.Азизов, С.С. Нигманхаджаев ИК гашение, фото и остаточные проводимости в ФТП, 1980, т.14, №12, с.2248 – 2251. [4] Г. Вудбери, Дж. Людвиг Спиновый резонанс переходных металлов в кремнии. В сб. статей: Электронный спиновый резонанс в полупроводниках. ИЛ., М. 1969, с. 304 – 327. [5] Дж. Людвиг, Г. Вудбери Электронный спиновый резонанс в полупроводниках. Мир, М. 1964, с. 148. [6] А. Абрагам, Б. Блинки Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. Мир, М. 1972, т. 1, с. 652.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ МЕЛКОЗЕРНИСТОЙ CdTe В ПЛЕНОЧНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ n-CdS/p-CdTe

Б.Ж. Ахмадалиев, Б.З.Полвонов, Н.Х. Юлдашев

Ферганский политехнический институт
E-mail: uzferfizika@mail.ru

Спектр низкотемпературной (4,2 К) краевой фотолюминесценции тонкого и мелкозернистого ($h, d_{cr} \leq 1 \text{ мкм}$) поликристаллического слоя CdTe в пленочной гетероструктуре n-CdS/p-CdTe при фронтальном возбуждении (со стороны свободной поверхности CdTe) Ar^+ -лазером мощности потока $\sim 44 \text{ Вт/см}^2$ состоит из доминирующей полосы собственного ($e-h$) излучения с полушириной $\Delta_A = 10 - 12 \text{ нм}$ и коротковолновым смещением $\Delta E_r \approx 25 \text{ нм}$ красной границы относительно E_g , её $LO + nLA$ -фононного повторения ($\Delta_{B,N} \approx 40 \text{ нм}$) со слабой дублетной структурой и широкой полосы ($\Delta_D \approx 100 \text{ мэВ}$) поверхностно-интерфейсной люминесценции с максимумом

на частоте $\hbar\omega \approx 1.49$ эВ. Тыловая подсветка фоторезистивного слоя CdS из области собственного поглощения с интенсивностью $L_{nc} \approx 5 \cdot 10^2$ лк почти полностью разрушает $e-h$ и связанные с ней всех линий люминесценции. Вместо их возгораются асимметричная дублетная линия излучения поляритонов с экситонной резонансной частотой $\hbar\omega \approx 1.59$ эВ ($\Delta_{ex} \approx 25$ мэВ) и широкая линия мелких донорно-акцепторных пар ($\Delta_{DAP} \approx 40$ мэВ) на частоте $\hbar\omega \approx 1.53$ эВ, максимальная интенсивность которых почти на два порядка ниже интенсивности А-линии без подсветки.

Ключевые слова: мелкозернистая поликристаллическая пленка $CdTe$, фоторезистор, $n-CdS/p-CdTe$ гетероструктура, низкотемпературная фотолюминесценция, донорно-акцепторная пара, экситон-поляритонное излучение.

1. Введение

Спектроскопия низкотемпературной фотолюминесценции (НТФЛ) может служить быстрым, неразрушающим методом исследования электронных, оптических и фотоэлектрических параметров поликристаллических полупроводниковых пленочных структур с фотовольтаическим свойством [1-3]. В последнее время её с успехом применяют для тонких исследований характеристик тонкопленочного $n-CdS/p-CdTe$ гетероперехода в солнечных батареях с целью повышения их эффективности и усовершенствования технологии изготовления [4-8], где поликристаллическая пленка $p-CdTe$ представляет основным поглощающим слоем. Так, авторами работы [1] изучены спектры НТФЛ слоя $CdTe$ гетероструктуры $CdS/CdTe$ как фотоэлемент с КПД $\sim 12\%$ в зависимости от мощности лазерного возбуждения и температуры. Установлено, что люминесценция при слабых мощностях возбуждения сдвигается в красную область доминирующей примесно-дефектной эмиссии, а при более высоких уровнях возбуждения преимущественно занимает вблизи края экситонного излучения. Дуроз К. и др. [2] при тыловом освещении $He-Ne$ лазером ($\lambda = 0.6328$ мкм) поликристаллической солнечной батареи $CdTe/CdS$ в спектрах НТФЛ (10 К) обнаружили три характерные области: (а) излучательные переходы связанных экситонов от 1.58 до 1.60 эВ, (б) широкая полоса донорно-акцепторных пар (ДАП) вблизи энергии 1.53 эВ, (с) широкая полоса излучения группы дефектов с многократными фоновыми повторениями в пределах от 1.4 до 1.46 эВ.

Караман И. и др. [3] исследовали спектры НТФЛ (78 К) тонких пленок $CdTe$ толщиной 3-7 мкм, свежеприготовленных и отожженных в присутствии насыщенных паров $CdCl_2$, в солнечной батарее $SnO_2/CdS/CdTe/Ni$ при возбуждении $He-Ne$ лазером с мощностью потока ~ 12 кВт/см². Показано, что при освещении как со стороны свободной поверхности $CdTe$, так и через интерфейса (гетероперехода) обнаруживаются широкая примесная полоса с максимумом на энергии 1.45 эВ и более узкая полоса свободных (1.57-1.58 эВ) и локализованных (1.558 эВ) экситонов. При этом экситонное излучение практически отсутствует при возбуждении через интерфейса, что объясняется с высокой концентрацией механических и структурных дефектов в нем. Из анализа фотолюминесценции определены спектр уровней рекомбинации, состав интерфейсного слоя $CdS_x/CdTe_{1-x}$ и был оценен $x = 0.06$.

Интерфейсные излучения наблюдались и в других работах [4-7]. Измерениями НТФЛ [4,5,7] и её модуляции в электрическом поле [6] было доказано существование смешанного кристаллического слоя CdS_xTe_{1-x} толщиной ~ 15 нм с низкой плотности безызлучательных рекомбинационных центров, формированию которых в высокоэффективном пленочном $CdS/CdTe$ солнечном элементе в большей степени способствует отжиг в присутствии паров $CdCl_2$. Широкая линия люминесценции на энергии 1.42 эВ связывают комплексами дефектов с участием вакансии кадмия V_{Cd} , а узкая линия с максимумом на 1.59 эВ – связанным на нейтральном акцепторе экситоном [5].

Во всех представленных выше работах толщина h поликристаллической пленки $CdTe$ и размеры зерен d_{cr} существенно больше по сравнению с длиной волны λ света в спектральном диапазоне исследуемой люминесценции. Однако в последнее время часто говорят о целесообразности изготовления солнечных элементов из тонкопленочных гетероструктур $n-CdS/p-CdTe$ характерными размерами $h, d_{cr} \sim \lambda$ [8-10]. В этом случае естественно, что тонкая мелкозернистая пленка $CdTe$ приобретает свойствами фотонных микрокристаллов, вопросы НТФЛ в которой до сих пор практически не рассматривались.

В недавно опубликованной работе [11] авторов было исследовано механизмы формирования спектров *НТФЛ* ($T=4.2\text{ K}$) тонких ($h \approx 0.5 - 0.8\text{ мкм}$) поликристаллических чистых *CdTe* и легированных *CdTe:In* пленок, полученных термовакуумным испарением на стеклянных подложках, в зависимости от точечных и структурных дефектов. Показано, что в отличие от монокристаллов [12] и крупноблочных поликристаллов [13,14], в спектрах *НТФЛ* мелкозернистых ($d_{cr} \leq 1\text{ мкм}$) пленок не проявляются каналы излучения экситонов и *ДАП*. Это заведомо обусловлено следующими обстоятельствами: во-первых, в рассматриваемом случае размер кристаллических зерен d_{cr} есть величина по-порядку дебаевской длины экранирования $\ell_{Di} = (2\epsilon_0\phi_i/e^2|N_D - N_A|)^{1/2}$ (где ϵ , ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость и электрическая постоянная, e – заряд электрона, N_D и N_A – концентрации доноров и акцепторов, ϕ_i – высота поверхностного потенциального барьера на границе зерен) и небольшой квазинейтральный объем (КНО) зерна играет несущественную роль в формировании *НТФЛ* пленок; во-вторых, приповерхностные потенциальные барьеры кристаллических зерен (КЗ) создают внутренние встроенные электростатические поля в области объемных зарядов (ООЗ), что приводит к пространственному разделению фотогенерированных электронно-дырочных пар в нем и в результате чего генерацию приповерхностного фотонапряжения, а также коррелированной ими собственной люминесценции (межзонной $e - h$ рекомбинации) горячих фотоносителей при условии

$$\tau_r \leq \tau_0, \tau_M \quad (1)$$

где τ_r , τ_0 , τ_M – излучательное, безызлучательное и максвелловское времена жизни. Поскольку полное время жизни неравновесного электрона определяется как

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_0}, \quad \frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_{ex}} + \frac{1}{\tau_{DA}} + \frac{1}{\tau_M} + \frac{1}{\tau_p} + \dots, \quad (2)$$

где τ_{ex} , τ_{DA} – времена ухода электрона из данного энергетического состояния с образованием экситонов и *ДАП*, τ_p – время релаксации по импульсу и т.д, то естественно, что при выполнении условия

$$\tau_r \ll \tau_{ex}, \tau_{DA} \quad (3)$$

в спектрах *НТФЛ* в первом приближении будет отсутствовать экситонное и *ДАП* – каналы излучения, т.е. последние остаются экспериментально не обнаруженными на сильном фоне e -люминесценции. Однако при реализации условия

$$\tau_r \geq \tau_M \quad (4)$$

ситуация меняется. Фотоносители уходят в основном безызлучательно, например, за счет электропроводности или поверхностной рекомбинации. Тогда непосредственный мощный вклад в *НТФЛ* излучательной рекомбинации разделенных ООЗ свободных электронов и дырок ослабляется и, тем самым, появляется возможность обнаружения слабых спектральных линий экситонов и *ДАП* в мелкозернистых полупроводниковых тонких пленках. Здесь предлагается один из нетривиальных методов реализации такой возможности в пленочной гетероструктуре *n-CdS/p-CdTe*.

Целью настоящей работы является изучение механизмов формирования спектра краевой фотолюминесценции тонкого поликристаллического слоя *CdTe* в пленочной гетероструктуре *n-CdS/p-CdTe* и разработка нового оптико-фотоэлектрического метода обнаружения слабых каналов излучения экситонов и *ДАП*. Это позволяет исследовать на их основе состава, структуры интерфейса для неразрушающего контроля и диагностики свойств фотовольтаических элементов. При этом впервые удалось обнаружить эффекта возгорания линий излучения экситон-поляритонов и мелких *ДАП* слоя *CdTe* в гетероструктуре *n - CdS / p - CdTe*, индуцированного с помощью дополнительной подсветкой фоторезистивного слоя *CdS* интенсивностью $L_{nc} \approx 5 \cdot 10^2\text{ лк}$. Полагается, что подсветка *CdS* уменьшает его шунтирующее *CdTe* сопротивление, ослабляя электрическое поле гетероперехода и соответствующего экситонного эффекта Штарка [15] в приповерхностных ООЗ кристаллических зерен. Уменьшается и максвелловское время релаксации $\tau_M = \epsilon\epsilon_0/\sigma_{ph}$ (где σ_{ph} – удельная фотопроводимость) разделенных фотоносителей в объеме КЗ пленки *CdTe*, благодаря

чему они уходят безызлучательно через поверхностные уровни интерфейса или за счет продольной фотопроводимости, прежде чем излучательной e - h -рекомбинации ($\tau_M < \tau_R$). Это и приводит к тушению всех линий излучения, обнаруживаемых без подсветки, и возгоранию линии свободных экситонов и мелких ДАП при дополнительной подсветке фоторезистивной подложки CdS .

2. Результаты эксперимента

Резкая пленочная гетероструктура n - CdS/p - $CdTe$ (рис.1) с активным поглощающим слоем p - $CdTe$ была изготовлена методом термовакуумного испарения на прозрачной стеклянной подложке 1 в едином технологическом цикле [16]. Нижний фоторезистивный слой CdS (2) площадью $20 \times 5 \text{ мм}^2$ и толщиной 0.2 - 0.4 мкм обладал электронной проводимостью. Кратность $K = R_{\text{тем}} / R_{\text{св}}$ изменения его сопротивления под действием освещения $L \approx 10^4 \text{ лк}$ ртутной лампы достигал до значений $K \approx 10^2$ - 10^3 отн. ед. Согласно результатам электронной микрофотографии поперечного скола и поверхности пленка CdS имеет столбчатую структуру без пор, размеры кристаллических зерен вдоль поверхности подложки оказались порядка $d_{\text{ст}} \approx 1$ - 3 мкм . Верхний слой p - $CdTe$ (3) толщиной $h = 0.5$ – 0.8 мкм выращивали со скоростью 1.5 - 2.0 \AA/с при температуре подложки $T_n = 423$ - 573 К и обладал мелкозернистой структурой с размерами $d_{\text{кр}} \approx 0.8$ - 1.0 мкм кристаллических зерен кубической модификации. Активная площадь гетероструктуры n - CdS/p - $CdTe$ составляла 70 – 80 мм^2 .

Для измерения спектров $HT\Phi L$ пленочная гетероструктура n - CdS/p - $CdTe$ непосредственно погружалась в откачиваемый жидкий гелий при температуре 4.2 К . Спектры регистрировались на установке, собранной на базе спектрометра ДФС-24, работающей в режиме счета фотонов при минимальной ширине щели 0.04 мэВ . Фронтальное возбуждение люминесценции (со стороны свободной поверхности) слоя $CdTe$ осуществлялось на длине волны $\lambda = 476.5 \text{ нм}$ светом Ar^+ -лазера, сфокусированным на поверхности слоя $CdTe$ в пятно размерами $0.4 \times 4 \text{ мм}$ при мощности светового потока $\sim 7 \text{ мВт}$. Эксперимент проводился в геометрии нормального освещения и почти нормального излучения. Тыловая (через стеклянную подложку, см. рис.1) дополнительная подсветка слоя CdS при различных интенсивностях производилась из спектральной области собственного поглощения.

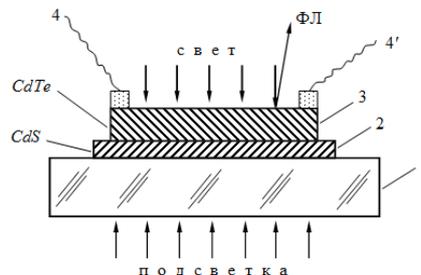


Рис.1. Принципиальная схема возбуждения фотолюминесценции тонкой пленки $CdTe$ ($h_{\text{п}} \approx 0.8 \text{ мкм}$) в пленочной гетероструктуре n - CdS/p - $CdTe$: 1 - прозрачная стеклянная подложка, 2 – фоторезистивная пленка CdS ($h_{\text{CdS}} \approx 0.3 \text{ мкм}$), 3- фотовольтаический слой ($CdTe$). 4, 4' - токосъемные омические контакты.

2.1. Спектры $HT\Phi L$ слоя $CdTe$ в гетероструктуре n - CdS/p - $CdTe$ без подсветки

На рис. 2 представлены спектры фотолюминесценции при фронтальном возбуждении слоя $CdTe$ в гетероструктуре n - CdS/p - $CdTe$ без подсветки CdS (а) и слоя $CdTe$ на чистой стеклянной подложке (б, из работы [11]), выращенные в идентичных технологических условиях. Здесь сразу же следует заметить, что в отличие от монокристаллов [12] и крупноблочных поликристаллов [13,14], в спектрах $HT\Phi L$ мелкозернистых пленок отсутствуют излучения экситонов и ДАП. Как видно из сопоставления спектральных кривых рисунков 2а и 2б, наличие тонкого поликристаллического слоя CdS , играющего как бы роль подложки с гетерограницей, существенно отражается лишь в далекой краевой области спектра.

Спектры люминесценции в области 750 - 760 нм качественно совпадают и состоят из доминирующей e - h -полосой излучения (A -линия) с полуширинами $\Delta E_A \approx 11.2 \pm 0.1 \text{ мэВ}$ и $\Delta E_A \approx 14.2 \pm 0.1 \text{ мэВ}$, соответственно. Резкие длинноволновые границы A -линий означают, что КЗ пленок $CdTe$ как на стеклянной, так и на фоторезистивной подложках выращивались с достаточно совершенной объемной кристаллической структурой. Они лежат выше дна зоны проводимости (вертикальная штрих пунктирная линия) монокристалла при $T = 4.2 \text{ К}$ ($E_g = 1.606 \text{ эВ}$) на энергии $\Delta E_r \approx 24.4 \pm 0.1$

мэВ и $\Delta E_r \approx 21.4 \pm 0.1$ мэВ так, что сумма величин $\Delta E_r + \Delta E_A = \phi_0 \approx 35.6 \pm 0.2$ мэВ остается почти одинаковым для обеих А-линий. Последнее можно явно увидеть по коротковолновым крылам этих линий на рисунках 2а и 2б. Отсюда, по-видимому, уместно сделать следующий вывод: величина ϕ_0 и $\phi = \Delta E_r$ являются не что иное, как высота приповерхностного потенциального барьера на границе КЗ до и после освещения, а ΔE_A – поверхностная фото-эдс, генерированная встроенным полем ООЗ (см. также [11]). Так получаем корреляцию между микро фотовольтаическим свойством и собственной люминесценцией КЗ тонких мелкозернистых пленок. Здесь следует особо подчеркнуть эффекта коротковолнового смещения красной границы А-линии [11], связанной с *e-h*-рекомбинацией горячих фотоносителей, разделенных электрическим полем приграничной ООЗ кристаллических зерен, которого отсутствует в крупнозернистых структурах [13,14].

Спектральную зависимость интенсивности А-линий, можно представить как [11]

$$L(\omega) = A_0(\hbar\omega - E'_g)^{1/2} \exp(-(\hbar\omega - E'_g)/kT_{eh}), \quad (5)$$

где A_0 -постоянная, зависящая от типа пленки и условия ее фотовозбуждения, $E'_g = E_g + \Delta E_r$ – энергия красной границы А-линии излучения, k -постоянная Больцмана, T_{eh} –средняя характерная температура фотоносителей. Очевидно, что второй и третий множители в правой части (5) обусловлены плотностями состояний в простых квадратичных зонах и квазиравновесными функциями распределений фотоносителей. Как видно из рис. 2, спектр люминесценции слоя *CdTe* гетероструктуры *n-CdS/p-CdTe*, в отличие от спектра монослоя *CdTe*, не содержит область горячей люминесценции (ГЛ) в области $\lambda < 750$ нм, однако дополнительно имеет относительно сильной и широкой D-линии краевого излучения в интервале 790-870 нм полушириной $\Delta E_D \approx 120$ мэВ и максимумом на частоте $\hbar\omega \approx 1.49$ эВ. Эта линия отстает от E_g на энергии ~ 40 мэВ, равной по порядку величины ΔE_c – разрыву дна зоны проводимости *CdTe* и *CdS* на границе гетероперехода.

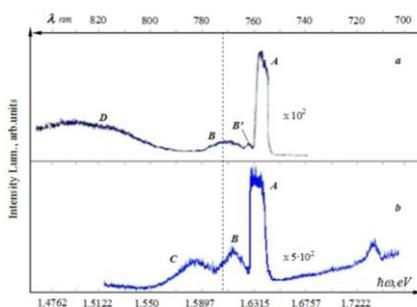


Рис.2. Спектры фотолюминесценции слоя *CdTe* в гетероструктуре *n-CdS/p-CdTe* без подсветки *CdS* (а) и на чистой стеклянной подложке (б). $T=4.2$ К.

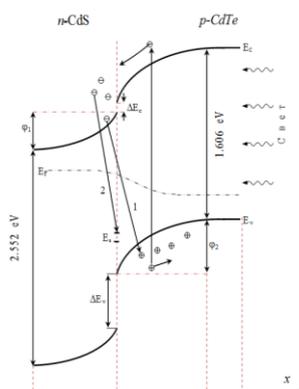


Рис.3. Схематическая энергетическая зонная диаграмма резкого гетероперехода *n-CdS/p-CdTe* при освещении со стороны *CdTe* и схемы излучательных рекомбинаций (1, 2), приводящие к образованию D-линии люминесценции. $T=4.2$ К.

Естественно ожидать, что индуцирование D-линии краевой люминесценции *CdTe* в *n-CdS/p-CdTe* обусловлено контактным электрическим полем гетероперехода, вытягивающим часть гене-

рированных фотоэлектронов из $p\text{-CdTe}$ в приповерхностную область $n\text{-CdS}$. Такие переброшенные электроны релаксируясь по энергии понижают потенциальный барьер гетероперехода и туннельно рекомбинируют излучательно с дырками из области $p\text{-CdTe}$ или через поверхностные уровни E_s (рис. 3), чем и определяется сильное уширение D -линии с длинным коротковолновым хвостом и горизонтальным фоном. Следует отметить, что хотя D -канал люминесценции исключительно связан с интерфейсом и идет из глубины, равной толщине $p\text{-CdTe}$ слоя, однако непосредственно коррелирован A -линией, так как

обе линии подпитываются разделенными фотоносителями в ООЗ КЗ $p\text{-CdTe}$. Тушение ГЛ тоже обусловлено влиянием контактного поля и возможных несовершенств гетероперехода, а также связанных с ним объемных дефектов КЗ на релаксации горячих фотоносителей по энергии.

Из рисунка 2, а также заметим, что длинноволновое крыло A -линии со слабой дублетной тонкой структурой (B - и B' -линии) несколько отличается от аналогичной структуры (B - и C -линии) спектра монослоя $CdTe$. Максимумы B - и B' -линии находятся на длинах волн 770 и 762 нм, соответственно и по интенсивности уступают спектральному максимуму A -линии почти на порядок. Механизмы образования этих линий сложные. В случае линии B и C , скорее всего, они являются одно- и двух LO фоновыми повторениями линии A [11], хотя в их формировании могут участвовать излучательные переходы c -зона-мелкий акцептор, мелкий донор – v -зона, зона – поверхностные уровни границы КЗ. При этом особо следует отметить, что, во-первых, спектральные линии A , B , B' и D люминесценции слоя $p\text{-CdTe}$ в гетероструктуре $n\text{-CdS}/p\text{-CdTe}$ ранее вообще не наблюдались другими авторами и, во-вторых, они заведомо формируются излучениями, идущими из разных глубин и разными структурными частями (интерфейс, объем, поверхности, барьерные области) КЗ мелкозернистой пленки.

2.2. Анализ спектров НТФЛ слоя $CdTe$ в гетероструктуре $n\text{-CdS}/p\text{-CdTe}$ с дополнительной подсветкой CdS

Под действием подсветки CdS с интенсивностью $L_{nc}=500$ лк спектр люминесценции (СЛ) АФВ слоя $CdTe$ существенно перестраивается (рис.3, а). Линии излучения A , B и C практически исчезают. Отчетливо проявляется область 770-790 нм излучения свободных экситонов и область 790,0-820,0 нм излучения ДАП («краевая» люминесценция). Это подтверждается без сомнений спектром отражения (рис.3, б), где видны экситонный резонанс ($\lambda_{ex}=782.5$ нм, $\hbar\omega_{ex}=1.585$ эВ) и область ДАП 800-812.5 нм. Подсветка CdS переводит гетеропереход $n\text{-CdS}/p\text{-CdTe}$ с фронтальным возбуждением $p\text{-CdTe}$ как бы в состояние закороченного фотоэлемента. В зависимости от интенсивности подсветки L_{nc} фото-эдс уменьшается и появляется ток короткого замыкания, который и ослабляет $e\text{-}h$ -излучения (A -линии люминесценции) и связанные с ней другие (B , C и D -) каналы излучения. При достаточно большой интенсивности $L_{nc} \geq 500$ лк фото-эдс почти не возникает и из-за достаточно большой фотопроводимости фоторезистивного слоя CdS (реализуется случай $\tau_M < \tau_r$) свободные фотоносители с энергиями $\hbar\omega \geq E'_g$ почти полностью участвуют в транспорте тока короткого замыкания через гетеропереход. Кроме того подсветка CdS из-за перезарядки поверхностных состояний ослабляет контактного электрического поля гетероперехода, а также в какой-то мере и приповерхностных потенциальных барьеров КЗ в слое $p\text{-CdTe}$, что ослабляет экситонного и примесного эффектов Штарка, которые и приводит к возгоранию экситонной и ДАП-каналы люминесценции. Следует обратить внимания к симметричному лоренцевскому контуру ДАП-излучения и антисимметричной дублетной структуре экситонного излучения.

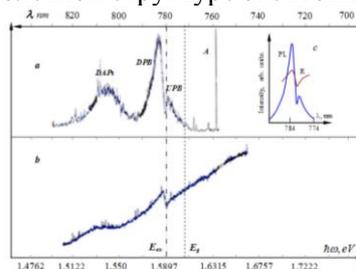


Рис.4. Спектры фотолюминесценции слоя $CdTe$ в гетероструктуре $n\text{-CdS}/p\text{-CdTe}$ подсветкой CdS интенсивностью $L_{nc}=500$ лк (а) и спектр отражения $CdTe$ (б) при $T=4.2$ К. На вставке к рис. а представлены спектры ПЛ (PL) и зеркального отражения (R) кристалла $CdTe$ стехиометрического состава при $T=77$ К [17].

Симметричный контур «краевой люминесценции» с максимумом на частоте $\hbar\omega_{DA} = 1.540\text{эВ}$ ($\lambda_{DA} = 805\text{ нм}$) имеет полуширину $\hbar\Delta\omega_{DA} = 33\text{мэВ}$ и в отличие от кристаллов, а также от случая без подсветки *CdS* (кривая 2), не содержит неоднородного уширения за счет *LO*-повторений. За данный контур ответственны переходы внутри ДАП, образованной мелким донором и мелким акцептором, энергия активации которой равна $E_g - \hbar\omega_{DA} = 1.606 - 1.540 = 0.066\text{эВ}$, а за сильное однородное уширение - сильное межпримесное взаимодействие в поле потенциальных барьеров ГЗ и следовательно, образование кластеров ДАП. Излучение донорно-акцепторных пар в основном формируется из барьерных областей КЗ и из области гетероперехода в части *CdTe*, где происходит разделение фотоносителей и поэтому практически отсутствуют излучательные переходы *e-h*. За однородное уширение линии излучения ДАП ответственны потенциальные барьеры ГЗ, межпримесные взаимодействия, а за неоднородное уширение в длинноволновую область спектра - многократное *LO* испускание.

3. Заключение

Таким образом, с помощью подсветки $CdScL_n \approx 5 \cdot 10^2 \text{лк}$ в гетероструктуре *n-CdS/p-CdTe* удалось обнаружить линии излучения поляритонов и мелких ДАП слоя *CdTe*. При малых $L_n \leq 5 \cdot 10^2 \text{лк}$ их нельзя четко выделить на фоне более сильного излучения «зона-зона» фотоносителей, разделенных внутрикристаллическим энергетическим полем высокоомного поликристалла. Подсветка слоя *CdS* уменьшает его шунтирующее сопротивление, а значит, и максвелловское время релаксации разделенных фотоносителей в объеме КЗ, благодаря чему они втягиваются полем гетероперехода, прежде чем рекомбинировать излучательно. Это и приводит к тушению линии излучения А, В, С, обнаруживаемых без подсветки, и возгоранию линии свободных экситонов и мелких ДАП под действием подсветки ФР.

Таким образом, созданная структура *n-CdS/p-CdTe* открывает новые перспективы не только практического приложения её в качестве фотопреобразователя, но и для разработки новых методов изучения фотоэлектрических явлений в полупроводниковых микро- и наноструктурах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1]. Tuteja M., Koirala P., Soares J., Collins R., Rockett A. // *Journal of Materials Research*. 2016. Vol.31, Issue 02, pp. 186-194.
- [2]. Durose K., Asher S.E., Gaegermann W., Levi D. and et al. // *Journal: Progress in Photovoltaics Research and Applications*. 2004. Issue 2-3. Vol.12, pp. 177-217.
- [3]. Caraman I., Vatavu S., Rusu G., Gasin P. *Chalcogenide Letters* Vol. 3, No.1, January 2006, p. 1-7.
- [4]. Ikhmayies Sh. J., Ahmad-Bitar R. N. // [Journal of Luminescence](#). 2012, Vol.132, [Is.2](#), pp. 502–506.
- [5]. Okamoto T., Matsuzaki Y., Amin N., et al. // *Japanese Journal of Applied Physics*. 31 Jan. 1998, Phys. Pt 1, vol: 37, num: 7, P.3894-3899, published: , JP.
- [6]. Nakamura K., [Gotoh M.](#), [Fujihara T.](#), [Toyama T.](#) and et al. // [Japanese Journal of Applied Physics](#). 2001, Vol. 40, pp. 4508-4511.
- [7]. Potter M.D., Halliday D.P., Cousins M., Durose K. // [Thin Solid Films](#). 2000, [Vol.361–362](#), pp. 248–252.
- [8]. Косяченко Л.А., Савчук А.И., Грушко Е.В. // ФТП, 2009, **43**(8), сс.1060-1064.
- [9]. Ильчук Г.А., Кусьнэж В.В., Рудь В.Ю., Рудь Ю.В., Шаповал П.Й., Петрусь Р.Ю. // ФТП, 2010, **44**(3), сс. 335-337.
- [10]. Tuteja M. // Thesis. University of Illinois at Urbana-Champaign. 2014. P. 24.
- [11]. Akhmadaliev B.J., Mamatov O.M., Polvonov B.Z., Yuldashev N.Kh. // *JAMP (USA)*, 2016, **4**(2), pp.391-307.
- [12]. Ахмадалиев Б.Ж., Полвонов Б.З., Юлдашев Н.Х. // *Опт. спектр.* 2014, **116**(2), сс.106-110.
- [13]. Ушаков В.В., Клевков Ю.В., Дравин В.А. // *Физика и техника полупроводников*, 2015, **49**(5), сс.644-647.
- [14]. Багаев В.С., Клевков Ю.В., Колосов С.А., Кривобок В.С., Шепель А.А. // ФТТ, 2010, **52**(1), сс.37-42.
- [15]. Романовский С.О., Селькин А.В., Стамов И.Г., Феоктистов Н.А. // ФТТ, 1998, **40**(5), сс.884-886.
- [16]. Polvonov B.Z., Yuldashev N.K. // *The Third European Conference on Physics and Mathematics*, 12th September, 2015. Section 3 (Physics). Vienna, Austria. PP.12-19.
- [17]. Паносян Ж.Р. // *Тр.ФИ РАН*. 1973. 68, сс.147-202.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{Cu}_{1.13}\text{Fe}_{1.22}\text{Te}_2$

А.И.Джаббаров

Институт физики НАН Азербайджана,

AZ 1143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 131.

E-mail: aydin_genceli_1942@mail.ru

В интервале температур $77 < T < 400\text{K}$ измерены электрические свойства монокристаллов $\text{Cu}_{1.13}\text{Fe}_{1.22}\text{Te}_2$. Температурная зависимость термоэдс $S_{m2}(T)$, показывает температуру Нееля, зарождение и разрушение ВСП, а так же температуру блокированию кластеров T_B , как бы повторяет $\chi(T)$. Определены: температуры Нееля $T_N=125\text{K}$ и блокирование кластеров T_B (для монокристаллов $\text{Cu}_{1.13}\text{Fe}_{1.22}\text{Te}_2$ $T_B = 360\text{K}$), свойственное суперпарамагнетикам.

Ключевые слова: антиферромагнетики, суперпарамагнетики, кластеры

Указанные выше соединения характеризуются наличием различных позиций магнитных ионов, что вносит беспорядок в их магнитную подсистему и, как следствие, приводит к фрустрации магнитных взаимодействий при формировании неупорядоченной магнитной структуры. В настоящей работе мы приводим результаты рентгеноструктурных и электрических исследований, проведенных с целью определения перенос заряда в соединения $\text{Cu}_{1.13}\text{Fe}_{1.22}\text{Te}_2$. Монокристаллы выращивали направленной кристаллизацией смеси компонентов, взятых как в стехиометрическом соотношении, так и с избытком каждого из образующих соединение элементов [1]. Микрорентгеноспектральный анализ показал, что монокристаллы однородны по составу. Из-за малого различия в рассеивающей способности Cu и Fe положение этих ионов в кристаллической решетке не удастся различить. Структура соединения формируется одним слоем ионов металла (Cu или Fe) между двумя слоями ионов теллура (Te). Так как расстояние между слоями велико (дистанция Te – Te составляет 0.39нм), то и связь между слоями ослаблена. По данным химического анализа CuFeTe_2 содержит 26% Cu, 28% Fe и 46%Te (атом.) то есть истинная химическая формула соединения $\text{Cu}_{1.13}\text{Fe}_{1.22}\text{Te}_2$. Его рентгеновская плотность составляет 6.52г/см^3 , а температура плавления CuFeTe_2 равна 740°C [2]. Образцы из $\text{Cu}_{1.13}\text{Fe}_{1.22}\text{Te}_2$ для электрических измерений имели форму параллелепипеда пресованный $12.3 * 5.1 * 1.2$ мм ($P = 10^3$ г/см²) и монокристалл $8.8 * 3.4 * 2.2$ мм. Торцевые контакты к исследуемым образцам создавали путем электролитического осаждения меди. Т.е. геометрическая конфигурация контактов образца была такова, что внешнее постоянное электрическое поле из омического участка ВАХ было приложено параллельно и перпендикулярно плоскости (001) монокристалла. Электрическую проводимость ($1/R_0$) и термоэдс (S) полученных образцов измеряли четырехзондовым методом с точностью до 3% в температурном диапазоне 77—400 К.

В магнитных металлах особую роль играют флюктуации спиновой плотности, поскольку они обладают относительно низкой энергией возбуждения по сравнению с зарядовыми флюктуациями [3]. Характерное время флюктуаций $\hbar/T_c \sim 10^{-13}\text{с}$ (\hbar – постоянная Планка), из-за большого числа вовлеченных в них электронов, значительно превосходит время формирования локальной электронной структуры, масштабом для которого служит время перескока электрона с узла на узел, $\hbar/\Delta E \sim 10^{-15}\text{с}$ (ΔE – ширина зоны и \hbar – постоянная Планка). Одно частичные состояния успевают подстраиваться под поле потенциалов, создаваемое медленными флюктуациями плотности, которые для отдельного электрона носят как бы застывший, квазистатический, характер. В флюктуирующем поле создается локальная зонная структура, основное отличие которой от исходной (при $T = 0$) состоит в том, что оси квантования (направления намагниченности в данном месте) разупорядочены в пространстве. Это разупорядочение растёт с увеличением температуры и при переходе через точку Кюри (Нееля), как и в модели локализованных спиновых моментов, средняя по всему образцу намагниченность обращается в нуль, но в то же время локальная спиновая поляризация в окрестности узлов решетки остается конечной [3]. В металлических магнитных материалах электросопротивление при нагревании возрастает ($\rho \sim T$), а в ферритах уменьшается по закону

$$\rho = \rho_0 e^{\frac{E}{kT}}$$

где E – энергия активации отрыва электрона от одного иона к другому.

На рис. 1. показаны зависимости $\lg(1/R_0)$ от обратной температуры ($1000/T$).

$$\Delta E_a = 2k/0.43 * I \Delta \lg(1/R_0) / \Delta (1000/T) \quad (1)$$

ΔE_a – энергия активации в электрон-вольтах; $k = 0.87 * 10^{-4}$ эВ/К – постоянная Больцмана; T – температура по шкале Кельвина; $1/R_0$ – электропроводность образца.

Аналогичным образом из $\lg(1/R_0)$ от $(1000/T)$ при низких температурах, учитывая выражение (1), можно определить энергию ионизации примеси.

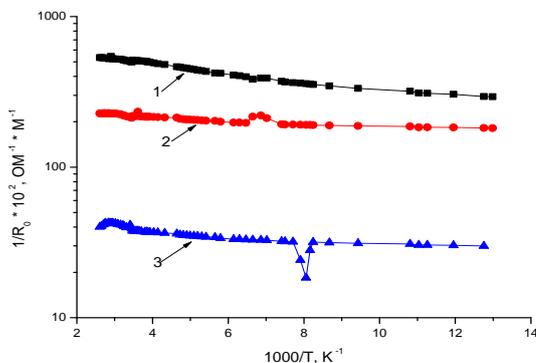


Рис. 1. Температурные зависимости электропроводности $\lg(R_0)$ от $(1000/T)$ образцов $\text{Cu}_{1.13}\text{Fe}_{1.22}\text{Te}_2$: 1-спрессованный, 2- параллельно и 3-перпендикулярно к плоскости (001).

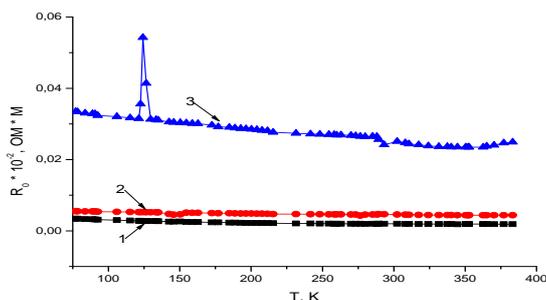


Рис.2. Температурные зависимости электросопротивлений R_0 : 1 – спрессованный монокристалл, 2 - монокристаллы параллельно и 3 -перпендикулярно к плоскости (001).

Установлено, что монокристаллы $\text{Cu}_{1.13}\text{Fe}_{1.22}\text{Te}_2$ в области антиферромагнитного упорядоченном состоянии энергия активации в температурной области 77 – 121К (I) для спрессованного $\Delta E_{a1} = 6.6 * 10^{-3}$ эВ, параллельного $\Delta E_{a2} = 2.5 * 10^{-3}$ эВ и перпендикулярного $\Delta E_{a3} = 1.6 * 10^{-3}$ эВ к плоскости (001) соответственно. В температурном области 155 - 267.5К (II), где существует волны спиновой плотности (ВСП) $\Delta E_{a1} = 15.7 * 10^{-3}$ эВ, $\Delta E_{a2} = 6.4 * 10^{-3}$ эВ и $\Delta E_{a3} = 11.4 * 10^{-3}$ эВ. Выше области температуры где разрушаются ВСП 289 – 390К (III), $\Delta E_{a1} = 4.3 * 10^{-3}$ эВ, $\Delta E_{a2} = 8.8 * 10^{-3}$ эВ и $\Delta E_{a3} = 35.3 * 10^{-3}$ эВ. На кривых термоэдс наблюдается резкий минимум в области температур 90 - 133 К, близких к T_N . В минимуме абсолютная величина S достигает 6 мкВ/К. При дальнейшем повышении температуры абсолютная величина S быстро уменьшается и при 240К равна 0 мкВ/К спрессованного, а монокристаллах перпендикулярных и параллельно плоскости (001) немного увеличиваясь, спадает до 0 мкВ/К при 300К. В этих же областях (I) $T_N = 124.1\text{K}$, термоэдс $S_p = 7.25 * 10^{-6}$ В/К и $S_{m2} = 6.16 * 10^{-6}$ В/К минимум значение, а $S_{m3} = 8.6 * 10^{-6}$ В/К постоянно; в области (II) $T = 172\text{K}$, $S_p = 6.43 * 10^{-6}$ В/К уменьшаясь при $T = 231.5\text{K}$, меняет знак, $S_{m2} = 8.41 * 10^{-6}$ В/К и $S_{m3} = 12.4 * 10^{-6}$ В/К; в области (III) $T = 289\text{K}$, $S_{m2} = 0$ и $S_{m3} = 0$, а $S_p = -4.3 * 10^{-6}$ В/К и после $T = 365\text{K}$, $S_p = -11.5 * 10^{-6}$ В/К, $S_{m2} = -5.0 * 10^{-6}$ В/К и $S_{m3} = -4.3 * 10^{-6}$ В/К.

Обнаружено, что температурная зависимость термоэдс $S_{m2}(T)$, показывает температуру Нелля, зарождение и разрушение ВСП, а так же температуру блокирование кластеров T_B , как бы повторяет $\chi(T)$ [1].

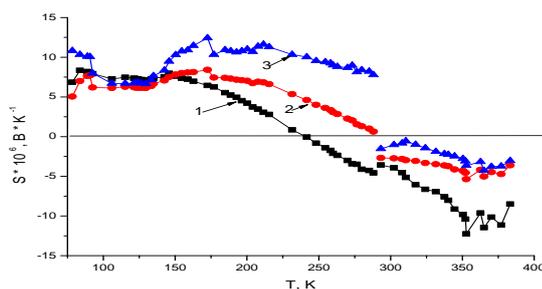


Рис. 3. Температурные зависимости термоэдс: 1 – спрессованный монокристалл, 2 – монокристаллы параллельно и 3-перпендикулярно к плоскости (001).

ЛИТЕРАТУРЫ:

[1] Джаббаров А. И., Оруджов С.К., Гусейнов Г.Г., Гахраманов Н. Ф. Выращивание монокристаллов, структурные и магнитные свойства CuFeTe_2 . –Кристаллография, 2004, т.49, №6, с. 1136-139. [2] Наджафов А.И., Алекперов О. З., Гусейнов Г.Г. и Оруджов С.К. Получение и рентгеноструктурные исследования монокристаллов тетрагональных разновидностей CuFeTe_2 . – Изв. НАН Азербайджана, 2002, №5, с.81.[3] Динамические и кинетические свойства магнетиков. Ответственные редакторы: С. В. Вонсовский, Е. А. Туров. – М.: «Наука», 1986, 248 с

INFRARED (IR) AND ULTRAVIOLET (UV) DISPLACEMENT OF EFFECTIVE ABSORPTION SPECTRUM OF SOLAR CELLS

E.Z. Imamov, T.A.Djalalov, Kh.N.Karimov

Physics department TUIT,
E-mail: erkinimamov@mail.ru
E-mail: djalalov@gmail.com

Introduction.

The conversion process of solar radiation into electricity occurs in an open environment, under various climatic factors and temperature variations. Therefore, the effectiveness of silicon solar cells (SC) under such conditions can be said, bearing in mind the cheapness of the technology for the production of solar cells, the use of cheap materials, durability, stability and stability of their functioning. Therefore, the efficiency of silicon solar cells (SE) in such conditions depends on the cheapness of the solar cells production technology, and the using cheap materials, durability and functional stability.

Consider some factors that are able to limit the effectiveness of solar cells. One of such negative reasons is the narrowness of the spectrum of effective absorption of light. For example, the efficiency spectrum of silicon is equal to the interval from 1.0 to ~2 eV, which ideally is 31.43% of the total intensity spectrum (see the highlighted part of table 1).

Spectral range (eV)	0-0,5	0,5-1	1,0-1,5	1,5-2	2-2,5	2,5-3	3-3,5	3,5-4	4-4,5	4,5-5	>5
Intensity spectrum	6,43		64,29				27,14			2,14	
in%	6,43		31,43		32,86		17,14		10,0		2,14
	0,72		13,57	17,86		15,0	10,0	7,14	5,71	4,29	2,14

If two more adjacent intervals of the spectrum are involved in the effective absorption of light (in the table the shaded parts), then the width of the intensity spectrum would increase by 23.57% (IR shift 5.71%, UV shift - 17.86%). In this case, the maximum effective spectrum, and with it the theoretical limit of the efficiency of the solar cell, could increase to 55%.

Such a subjunctive formulation of the issue can be translated into the plane of real embodiment only when the achievements of two modern rapidly developing technologies are combined: the technology of obtaining functional nano materials and the technology of semiconductor materials for solar cells.

The role of the phonon interaction in the processes of thermalization of energy in the solar cell. The process of converting solar radiation into electricity occurs in an open environment, with different climatic factors and temperature spread. In this mode of operation, the long and normal functioning of solar cells (SC) is possible, if the semiconductor material of its substrate is able to provide a sufficiently rapid rate of thermalization of heated current carriers. This is due to the fact that in parallel with the effective absorption of a rather narrow spectrum of solar radiation (creating electricity), there is also absorption of the rest, the most intense part of the emission spectrum, which leads only to unwanted heating of the solar cell. Therefore, in order to minimize the negative effect of such heating, the mechanism of thermalization of charge carriers in the solar cell is considered.

Features of thermalization of charge carriers.

The mechanism of thermalization of charge carriers in solar cells is associated, mainly, with the interaction of charge carriers with optical and acoustic lattice vibrations. At high temperatures of operation of solar cells and excitation of high-energy electron-hole pairs, interaction with longitudinal optical phonons (LO phonons) is more important. If the excitation of high-energy electron-hole pairs occurs in the presence of an electric field, it is the emission of LO phonons that is mainly responsible for establishing the so-called saturation rate, which determines the mobility of electrons in the semiconductor.

The role of phonons and phonon interaction is important in calculating the mobility of charge carriers or their transport processes in electric fields, as well as in studying the dynamics of the thermalization of energy in semiconductors used as a substrate for solar cells. [1].

The material of the SC substrate is, as a rule, macroscopic isotropic solids with a cubic or hexagonal crystal structure (wurtzite type or zinc blende type structure). The rate and the relaxation time of the carrier energy undergo a strong dependence on the lifetime of the LO phonons. It is determined by the frequency of emission of LO-phonons. In silicon, the characteristic energy of LO phonons is $20 \div 40$ meV, and the relaxation of their energy occurs over times of the order of $2 \div 3$ ps [1]. During this time at room temperatures, the photoexcited electron after the emission of the LO phonon runs through a distance of the order of 10^{-7} m, acquiring a saturation velocity of $\approx 10^5$ m / s.

The consequence of thermalization of charge carriers.

I. The described process of energy relaxation and the parameters of the photoexcited electron arising upon the absorption of high-energy photons (with an energy much greater than the width of the forbidden band) is characteristic both for conventional solar cells and for solar cells with new contact structures (NCS) [2]. However, there is a significant difference: in conventional solar cells, the free path of high-energy carriers with the emission of LO phonons is completed by their recombination, so that they practically do not contribute to the photocurrent. A completely different picture occurs in solar cells with NCS, in which a long built-in electrostatic contact field $E(x)$ exists directly at the surface [2]. Although this field is much weaker than in traditional pn junctions, it is very long (one or two dozen microns) and practically covers the entire volume in which light is absorbed. Therefore, a photoexcited electron, emitting an LO phonon at distances $\sim 10^{-7}$ m, practically continues in the thermalized state in this long built-in electrostatic contact field $E(x)$.

The emission of LO phonons (and hence the process of thermalization of photoexcited carriers) occurs in a much shorter time than the lifetime of the current carriers. They manage to reach the electrodes in the contact field $E(x)$ without recombination and thus contribute to the photocurrent, that is, to increase the contribution of the absorption of high-energy photons, which is not observed in solar cells from strictly crystalline materials.

This is the first advantage of solar cells with new contact structures (NCS): the contribution to the photocurrent of electron-hole pairs produced by the absorption of high-energy photons increases.

Advantage of solar cells with new contact structures (NCS) due to the realization of effective phonon thermalization of hot carriers:
a violet shift of the effective light absorption spectrum occurs

II. Another distinguishing feature of a solar cell with a NKS is a strong weakening of the reflectivity of its substrate. It is a substrate of a non-strictly crystalline material (technical silicon) with a large concentration of spatial inhomogeneities and various mutually compensating structural defects (both donor

and acceptor nature). Such a decrease in reflectivity leads to an increase in the absorption of light with the production of electron-hole pairs, their separation into an electron and a hole directly in the region of space charge. The presence of a large number of different mutually compensating structural defects reduces the efficiency of recombination centers and increases the corresponding photocurrent (in the spectrum of effective light absorption, an additional small violet shift).

The advantage of SC with new contact structures (NCS) due to the weakening of the reflectivity of its substrate:

an additional small violet shift of the effective light absorption spectrum is realized

III. The electro-optical properties of a substrate made of non-strictly crystalline technical silicon with a large concentration of spatial inhomogeneities and various mutually compensating structural defects (both donor and acceptor nature) are very similar to the corresponding properties of amorphous silicon. This is due to the fact that the defects form in the forbidden band numerous discrete localized deep states of electrons whose spectrum along the forbidden band is called the energy density states.

The depth of the tailings of the density of states can characterize the observed in the experiments the decrease in the band gap and the light absorption with energy $\hbar\omega < \Delta E_g$ (ΔE_g is the width of the forbidden band of the substrate material). The localized deep states forming the tails of the density of states are many, they are close to each other and therefore hopping conductivity of the current carriers is realized through them. It is precisely such properties of the substrate of a solar cell with an NCS that lead to the possibility of photoexcitation of electron-hole pairs upon absorption of light with energy $\hbar\omega < \Delta E_g$, that is, for silicon SEs, absorption of IR light. All four processes (absorption of light, creation of electron-hole pairs, separation into electrons and holes, transport of current carriers to the corresponding electrodes) occur near the surface within the built-in electrostatic contact field and complete with the formation of an additional photocurrent. We are dealing with an explicit infrared shift of the spectrum of effective light absorption.

The advantage of SC with new contact structures (NCS) due to a large concentration of structural defects and the formation of discrete localized deep states:

a small infrared shift of the spectrum of effective light absorption

IV. There is another economically important advantage of SE with new contact structures: the built-in electrostatic contact extended field ($10 \div 20 \mu\text{m}$) is located directly at the surface of the substrate, which makes it possible to reduce the total thickness of the solar cell with the NCS by two or three times compared to the thickness of the substrate in traditional pn junctions or heterojunctions.

Economically in silicon solar cells with NCS:

the possibility of a two to threefold decrease in the total thickness of the substrate

LITERATURE

[1] M. Strohio, M. Dutta / Phonons in nanostructures / Trans. With the English. Ed. G. N. Zhizhina. - M., FIZMATLIT, 2006. - 320 p. [2] E. Z. Imamov, T. ADjalalov, and R. A. Muminov / Electrophysical Properties of the "Nano-object-semiconductor" new contact structure / ISSN 1063-7842, Technical physics, 2015, Vol. 60, No. 5, pp. 740-745 © Pleiades Publishing, Ltd., 2015. [3] T.A. Djalalov, E.Z. Imamov, R.A. Muminov / "The Electrical Properties of a SC with Multiple Nano Scale p-n Transitions" // ISSN 0003701X, Applied Solar Energy, 2014, Vol. 50, No. 4, p.p. 228-232. © Allerton Press, Inc., 2014 [4] E.Z. Imamov, T.A. Djalalov, R.A. Muminov, H.Kh. Rakhimov // The theoretical model of the new contact structure "nanoobject-semiconductor" // J. "Computational nanotechnology". XII. 2015. 80 page, No.4. Moscow p.p.58-63 ISSN 2313-223X. [5] E. Z. Imamov, T. A. Djalalov, R. A. Muminov, R. Kh. Rakhimov // The Difference Between The Contact Structure With Nanosize Inclusions From The Semiconductor Photodiodes // J. "Computational nanotechnology". №3-2016, p.p.203-207, ISSN 2313-223X. Moscow

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $Ge_{1-x}Sn_x$ ($0 \leq x \leq 0.03$)

А.Саидов¹, Ш.Усмонов¹, У.Асатова²

¹Физико-технический институт им. С.В. Стародубцева Академии наук Республики Узбекистан, 100084, г.Ташкент, Узбекистан

E-mail: amin@uzsci.net.sh usmonov@rambler.ru

²Ургенский Государственный Университет, 220100, г.Ургенч, Узбекистан,

Аннотация

Методом жидкофазной эпитаксии из оловянного раствора-расплава были выращены монокристаллические пленки твердого раствора $Ge_{1-x}Sn_x$ ($0 \leq x \leq 0.03$) на Ge подложках. Исследованы рентгенограммы, рельеф поверхности эпитаксиальной пленки и спектральная фоточувствительность гетероструктур $n-Ge-p-Ge_{1-x}Sn_x$ ($0 \leq x \leq 0.03$). Получено значение параметров решетки эпитаксиальной пленки - $a_f = 5,6812 \text{ \AA}$ и подложки - $a_s = 5,6561 \text{ \AA}$. На поверхности пленки образуются бугорки нанокристаллитов из твердого раствора $Ge_{1-x}Sn_x$ с размерами основания от 150 до 400 нм и высотой от 5 до 20 нм. Спектральная фоточувствительность гетероструктур $n-Ge-p-Ge_{1-x}Sn_x$ ($0 \leq x \leq 0.03$) охватывает диапазон энергии фотонов от 0.4 до 1.4 eV.

Ключевые слова: твердый раствор, германий, олово, постоянной решетки, рентгеноструктурный анализ, фоточувствительность.

Введение

Микро- и оптоэлектронные приложения материалов IV группы ограничены из-за несоответствия постоянной решетки между элементарными полупроводниками Si, Ge, α -Sn, C и их соединениями а также из-за малого смещения зоны проводимости при изменении состава в гетероструктурах для этих материалов. Попытки контролировать ширину запрещенной зоны и напряжения, вызванные несоответствием параметров решетки пленки и подложки, стимулировали усилия для разработки новых полупроводниковых материалов. Исследования технологии получения и изучение физических свойств двух- и многокомпонентных сложных полупроводниковых материалов на основе полупроводниковых и полуметаллических элементов IV группы показали перспективность этих материалов. При определенном подборе компонентов и легирующих примесей твердых растворов $Ge_{1-x}Si_x$, $Ge_{1-x}Sn_x$, $Si_{1-x}Sn_x$, $Si_{1-x}C_x$, $Si_{1-x-y}Sn_xC_y$ можно управлять их структурными и фотоэлектрическими параметрами и функциональными возможностями (Саидов и др. 2001, D'Costa и др. 2009, DeibukandKorolyuk 2002, DeibukandKorolyuk 2005, Fyhn и др. 1999, Korolyuk и др. 2004, KyuSung и др. 1998, Regina и др. 2001, Soref и др. 2007). В зависимости от компонентного состава ширина запрещенной зоны таких полупроводников меняется в широком интервале – от ~ 0.3 до ~ 2 эВ, следовательно, они могут быть применены как активные элементы оптоэлектронных приборов, работающих в дальней и ближней инфракрасной области спектра излучения. Независимая регулировка ширины запрещенной зоны и параметра решетки была показана в семействе тройных соединений Si-Ge-Sn (D'Costa и др. 2009, Soref и др. 2007). Эти исследования показали возможность создания новых оптоэлектронных приборов, совместимых с кремниевой технологией, что очень важно для широкомасштабного использования дорогих полупроводниковых материалов, выращенных на кремниевых подложках. Слои твердого раствора $Si_{1-x}Ge_x$ с разной величиной x перекрывают параметр решетки от равного Si ($a = 5.4198 \text{ \AA}$) до равного Ge ($a = 5.6560 \text{ \AA}$), следовательно, на них можно наращивать разные полупроводниковые соединения класса $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$ с минимальной плотностью дислокации несоответствия. На Si/SiGe подложках выращены слои GaAs и получены светодиодные структуры, интегрированные с высокоскоростными цифровыми схемами для световой передачи и обработки сигналов (Chilukuri и др. 2007). SiGe подложки, полученные с применением низкоэнергетической плазмы, были использованы для роста пленок GaAs и получены однокаскадные фотоэлементы для солнечных батарей (Ginige и др. 2006).

В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований по структурным и некоторым фотоэлектрическим свойствам узкозонного твердого раствора $Ge_{1-x}Sn_x$.

Методика выращивания эпитаксиального слоя твердого раствора $Ge_{1-x}Sn_x$

Твердые растворы $Ge_{1-x}Sn_x$ были выращены методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема оловянного раствора-расплава принудительным охлаждением в атмосфере очищенно-

го палладием водорода. Для выращивания слоев нами был использован кварцевый реактор вертикального типа с горизонтально расположенными подложками. В качестве подложек были использованы пластинки Ge с удельным сопротивлением 1 Ом·см, с кристаллографической ориентацией (111). Диаметр и толщина подложки составляли 50 мм и ~ 400 мкм соответственно. Состав раствора-расплава был получен на основе результатов предварительных исследований системы Sn+Ge, Sn+Ge+Zn и литературных данных (Андреев и др. 1975).

В начальный момент роста эпитаксиальной пленки из раствора-расплава происходит кристаллизация подслоя Ge, поскольку при выбранной температуре эпитаксии раствор является насыщенным по отношению к Ge. При более низких температурах создаются условия для выращивания подслоя твердого раствора $Ge_{1-x}Sn_x$. Образцы выращивались при различных значениях параметров жидкостной эпитаксии. Варьировались состав раствора-расплава, начало температуры кристаллизации, скорость охлаждения оловянного раствора-расплава, расстояние между верхними и нижними подложками.

Содержание Sn, а также однородность распределения компонентов, как по толщине эпитаксиального слоя, так и в направлениях, параллельных фронту кристаллизации, зависят от состава раствора-расплава и температуры начала кристаллизации. С увеличением содержания Zn в растворе-расплаве, содержание олова в твердом растворе резко возрастало, что, вероятно, связано с влиянием третьего компонента на эффективное значение коэффициента распределения (Саидов и др. 1986). Установлено также, что с повышением температуры начала кристаллизации при одинаковых условиях и состава раствора-расплава увеличивается содержание Sn в твердом растворе $Ge_{1-x}Sn_x$, при температуре начала кристаллизации 740°C содержание Sn составляло $x = 0.1$, а при 540°C – $x = 0.03$. Анализ спектров рентгенофлуоресценции до и после последовательных удалений части выращенных слоев показал, что содержание Ge и Sn в твердом растворе одинаково по площади пленок и вдоль направления роста слоев. Толщина слоев пленок изменялось в интервале 3–35 мкм в зависимости от режима роста и от толщины зазора между подложками.

Качество эпитаксиальных слоев $Ge_{1-x}Sn_x$ зависило также от скорости принудительного охлаждения, значение которой варьировалось в интервале 0.5–7.5 градус/минут, что соответствовало фактической скорости кристаллизации слоев 0.13–0.20 мкм/минут. Структурное совершенство выращиваемых слоев при прочих равных условиях зависило также от величины зазора между горизонтально расположенными подложками, значение которого можно было варьировать в интервале 0.25–2.5 мм при помощи специальных графитовых подпорок. При значениях величины зазора меньше, чем 0.25 мм рост эпитаксиальных слоев вообще не наблюдался, вероятно, из-за отсутствия смачиваемости подложек раствором-расплавом. Наиболее совершенные по структуре слои твердых растворов, как на верхних, так и на нижних подложках выращены при значениях зазора, лежащих в интервале 0.65–1 мм.

Рентгенодифракционное исследование эпитаксиальной пленки твердого раствора $Ge_{1-x}Sn_x$.

Структурные исследования со стороны пленки твердого раствора $Ge_{1-x}Sn_x$ ($0 \leq x \leq 0.03$) были выполнены на рентгеновском дифрактометре Дрон-УМ1 (CuK_α – излучения, $\lambda = 0.15418$ нм) по схеме θ - 2θ в режиме пошагового сканирования. На рис. 1 представлена рентгенограмма эпитаксиальной пленки, на которой присутствуют структурные рефлексы селективного характера над уровнем неупругого фона.

Анализ результатов рентгенограммы показал, что поверхность пленки соответствует кристаллографической плоскости (111). Об этом свидетельствует присутствие на рентгенограмме узких интенсивных селективных рефлексов серии {222}. Самый интенсивный рефлекс $\alpha(222)_{Ge}$ с $d/n = 0.186$ нм (при $2\theta = 55.98^\circ$), где d – межплоскостное расстояние, n – порядковый номер плоскости, обусловлен рассеянием рентгеновских квантов от базовых плоскостей серии {222} германиевой подрешетки пленки и имеет полуширину $\omega \approx 7.85 \cdot 10^{-4}$ рад. Узкая ширина пика $\alpha(222)_{Ge}$ и отсутствие диффузных рефлексов свидетельствует о высокой степени совершенства кристаллической решетки пленки; следовательно, выращенная пленка является монокристаллической с ориентацией (111). Размер субкристаллитов германиевой подрешетки пленки, определенный из полуширины рефлекса $\alpha(222)_{Ge}$ по формуле Селякова–Шеррера ($L = 0.94 \cdot \lambda / (\omega \cdot \cos\theta)$), где λ – длина волны излучения, ω – полуширина рефлекса и θ – брэгговский угол), составляет $L_{Ge} \approx 210$ нм. Дру-

гой менее интенсивный рефлекс $\alpha(222)_{Ge_{1-x}Sn_x}$ при $2\theta = 56.36^\circ$ с $d/n = 0.184$ нм обусловлен рассеянием рентгеновских квантов от плоскости серии $\{222\}$ решетки твердого раствора замещения $Ge_{1-x}Sn_x$ эпитаксиальной пленки и имеет полуширину $\omega \approx 4.1 \cdot 10^{-4}$ рад. Размер субкристаллитов твердого раствора составляет $L_{Ge_{1-x}Sn_x} \approx 400$ нм.

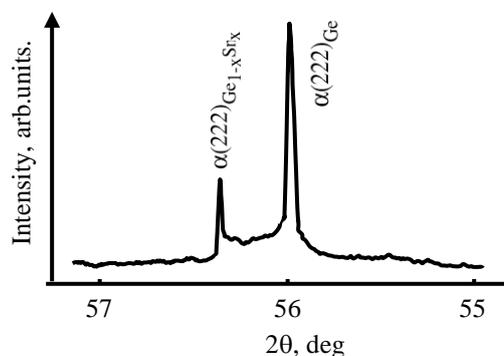


Рис. 1. Рентгенограмма эпитаксиальной пленки твердого раствора $Ge_{1-x}Sn_x$ ($0 \leq x \leq 0.03$).

Форма пиков соответствующих рефлексов синглетная и имеется некоторая асимметричность со стороны большого угла рассеяния, то есть расщепление по α_1 и α_2 излучениям отсутствует. Это показывает наличие упругих остаточных микронапряжений ростового характера в кристаллической решетке исследуемой пленки (Иверонова и Ревкевич 1972). В данном случае области с упругими микронапряжениями в решетке пленки в основном вызываются различием ковалентных радиусов Ge ($r_{Ge} = 1.22$ Å) и Sn ($r_{Sn} = 1.40$ Å).

Существенное различие имеется в параметрах решетки пленки и подложки. Параметры кристаллической решетки пленки и подложки перпендикулярно плоскости слоя определялся по структурным линиям $\alpha(222)_{Ge_{1-x}Sn_x}$ и $\alpha(222)_{Ge}$ с использованием функции Нельсона–Райли $1/2(\cos^2\theta/\sin\theta + \cos^2\theta/\theta)$ экстраполированные к $\theta = 90^\circ$ (Горелик и др. 1970). Параметры решетки пленки (a_f) и подложки (a_s) составляли $a_f = 5,6812$ Å и $a_s = 5,6561$ Å, соответственно. Рассогласование постоянных решеток $\xi = 2|a_s - a_f|/(a_s + a_f) = 0.0044$. Точность определения межплоскостных расстояний и параметров решетки составляла ~ 0.0001 Å.

4. Исследование рельефа поверхности эпитаксиальной пленки твердого раствора $Ge_{1-x}Sn_x$ ($0 \leq x \leq 0.03$).

Рельеф поверхности эпитаксиальной пленки твердого раствора $Ge_{1-x}Sn_x$ ($0 \leq x \leq 0.03$) изучался с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ). На рис. 2 показано трехмерное АСМ изображение эпитаксиальной пленки. Видно, что на поверхности образуются отдельные бугорки различного размера. Анализ показал, что диаметр основание бугорков варьируется в интервале от 150 до 400 нм, а высота от 5 до 20 нм. При гетероэпитаксиальном наращивании энергия деформации, вызванная несоответствием параметров кристаллической решетки контактирующих полупроводников, является движущей силой для формирования самоорганизующихся трехмерных островков [Johnson and Freund 1997]. Поскольку рассогласование постоянных решеток для систем Ge/ α -Sn составляет $\sim 12\%$ то возможно формирование нанокристаллитов из твердого раствора $Ge_{1-x}Sn_x$ на поверхности эпитаксиальной пленки. Возникновение селективного рефлекса $\alpha(222)_{Ge_{1-x}Sn_x}$ при $2\theta = 56.36^\circ$ на дифрактограмме от атомных плоскостей твердого раствора свидетельствует о том, что в пленке присутствуют когерентно расположенные нанокристаллиты от фазы $Ge_{1-x}Sn_x$. Заметим, что постоянной решетки нанокристаллов $Ge_{1-x}Sn_x$ на 0,44% больше, чем постоянной решетки германиевой подложки, что возможно обусловлено деформацией кристаллической решетки гетероэпитаксиальной пленки. Размеры бугорков, полученные исследованиями АСМ на поверхности пленки и нанокристаллитов, полученные рентгеновской дифракции в эпитаксиальной пленки имеют близкие значения, следовательно, по-видимому, твердый раствор $Ge_{1-x}Sn_x$ с большим содержанием Sn образует нанокристаллиты в эпитаксиальной пленке твердого раствора. Эти кванто-

размерные объекты в эпитаксиальной пленке, могут быть использованы, в манипуляции оптическими свойствами гетероструктур, изготовленного на основе исследованного твердого раствора.

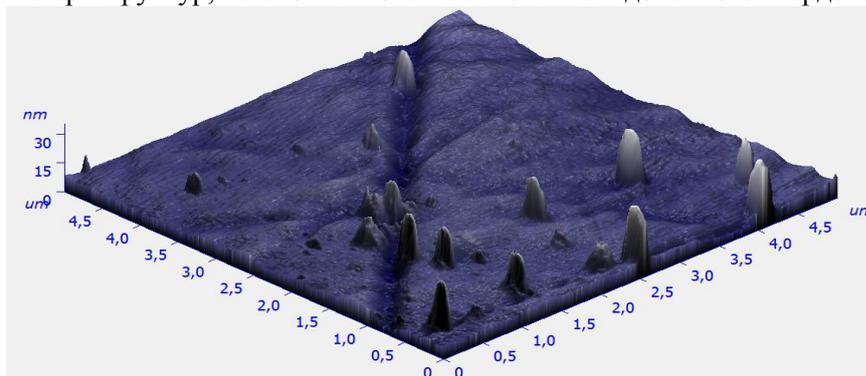


Рис. 2. Трехмерное АСМ изображение эпитаксиального слоя твердого раствора $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x (0 \leq x \leq 0.03)$.

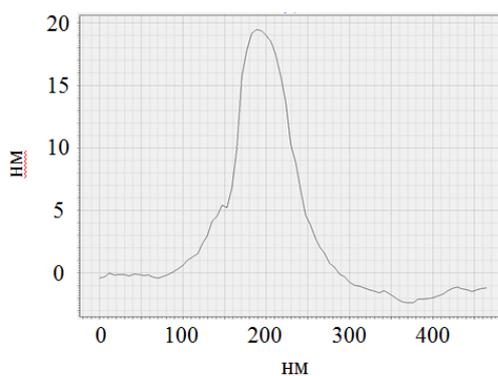


Рис. 3. Линейные размеры среднего бугорка на поверхности эпитаксиальной пленки твердого раствора $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x (0 \leq x \leq 0.03)$.

Спектральная фоточувствительность гетероструктур $n\text{-Ge-p-Ge}_{1-x}\text{Sn}_x (0 \leq x \leq 0.03)$.

С помощью жидкофазной эпитаксии были получены неизотипные гетеропереходы $n\text{-Ge-p-Ge}_{1-x}\text{Sn}_x (0 \leq x \leq 0.03)$ с переходным варизонным буферным слоем, состоящим из твердого раствора $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ с толщиной 15 мкм. Состав переходного слоя меняется по толщине пленки, ближе к подложке преобладает Ge, и по мере роста слоя молярное содержание Sn растет. В эпитаксиальной пленке молярное содержание Sn составляет 3 ат.%, пленка представляет собой твердый раствор замещения $\text{Ge}_{0.97}\text{Sn}_{0.03}$. Для выяснения роли компонентов твердого раствора экспериментально исследовали спектральные зависимости фоточувствительности изготовленных структур с помощью инфракрасного спектрометра ИКС-21. Результаты измерений представлены на рис. 4. Из рис. 4 видно, что фоточувствительность исследованных структур охватывает диапазон энергии фотонов от 0.4 до 1.4 eV.

Известно, что край фоточувствительности германиевых p-n- переходов составляет 0.67 eV. Сдвиг чувствительности исследованных структур в длинноволновую сторону обусловлен твердым раствором $p\text{-Ge}_{0.97}\text{Sn}_{0.03}$. Однако подъем спектральной чувствительности не резкий, что, возможно, обусловлено толщиной слоя твердого раствора $p\text{-Ge}_{0.97}\text{Sn}_{0.03}$ эффективно поглощающего низкоэнергетические кванты. Так как $p\text{-Ge}_{0.97}\text{Sn}_{0.03}$ непрямозонный полупроводниковый материал, для полноты поглощения длинноволновых фотонов требуется слой достаточной толщины, больше, чем 15 мкм. Спад фоточувствительности при энергиях фотонов больше, чем 0.9 eV обусловлен глубиной залегания разделяющего барьера p-n- перехода, которая определяется в нашем случае толщиной слоя $p\text{-Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ и составляет ~ 15 мкм. Электронно-дырочные пары, генерированные в приповерхностной области структуры коротковолновыми фотонами не доходят до разделяющего барьера и не участвуют в создании фототока.

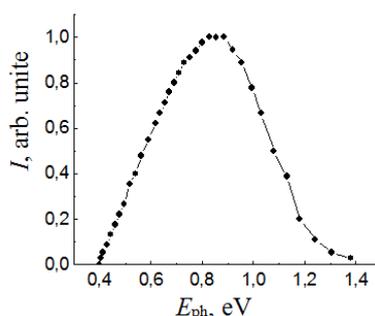


Рис. 4. Спектральная фоточувствительность гетероструктур $n\text{-Ge-p-Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ ($0 \leq x \leq 0.03$).

Заключение

Таким образом, выращены совершенные монокристаллические пленки твердого раствора $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ с кристаллографической ориентацией (111) на монокристаллических подложках Ge методом жидкофазной эпитаксии из оловянного раствора-расплава. В эпитаксиальной пленке присутствуют нанокристаллиты из твердого раствора. Рассогласование постоянных решеток пленки твердого раствора $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ ($0 \leq x \leq 0.03$) ($a_f = 5,6812 \text{ \AA}$) и подложки – Ge ($a_s = 5,6561 \text{ \AA}$) составляло $\xi = 2|a_s - a_f|/(a_s + a_f) = 0.0044$. За счет атомов Sn фоточувствительность p-n- структур на основе твердого раствора сдвигается в длинноволновую сторону спектра излучения. Твердые растворы $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ ($0 \leq x \leq 0.03$) могут быть использованы как фотоактивный материал для разработки оптоэлектронных приборов, работающих в инфракрасной области спектра излучения при длинах волн до 3 мкм.

ССЫЛКИ :

- [1] Андреев В.М., Долгинов Л.М., Третьяков Д.Н.. *Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов* (М., Сов. Радио, 1975. С.328). [2] Горелик С.С., Росторгуев Л.Н., Скаков Ю.А.. Рентгенографический и электронографический анализ. Металлургия, М. (1970). 366 с. [3] Иверонова В.И., Ревкевич Г.П. Теория рассеяния рентгеновских лучей. М.: Изд. МГУ, 1972. 346 с. [4] Саидов А.С., Саидов М.С., Кошчанов Э. А.. *Жидкостная эпитаксия компенсированных слоев Арсенида Галлия и твердых растворов на его основе*. (Ташкент, «Фан», 1986). [5] Саидов А.С., Раззаков А.Ш., Кошчанов Э.А.. Кристаллизация слоев полупроводниковых твердых растворов $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ из жидкой фазы. Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 16. С. 71-75. [6] Chilukuri K., Mori M.J., Dohrman C.L., Fitzgerald E.A.. *Semicond. Sci. Technol.*, **22**, 29 (2007). [7] D'Costa V.R., Fang Y.Y., Tolle J., Kouvetakis J., Menendez J.. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 107 403 (2009). [8] Deibuk V.G., Korolyuk Yu.G. The effect of strain on the thermodynamic properties of Ge-Si, Ge-Sn, Si-Sn, Si-C thin solid films // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*, 2002. -V. 5, № 3. -P. 247-253. [9] Deibuk V.G., Korolyuk Yu.G. The local atomic structures in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ and $\text{Si}_{1-x}\text{Sn}_x$ random solid solutions // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*, 2005. -V. 8, № 1. -P. 1-5. [10] Fyhn M.F., Lundsgaard Hansen J., Chevallier J., Nylandsted Larsen A. Surfactant-mediated growth of $\text{Si}_{1-x}\text{Sn}_x$ layers by molecular-beam epitaxy // *Appl. Phys. A.*, 1999. -V. 68, -P. 259–262. [11] Ginige R., Corbett B., Modreanu M., Barrett C., Hilgarth J., Isella G., Chrastina D., Koenel von H.. *Semicond. Sci. Technol.*, **21**, 775 (2006). [12] Johnson H.T., Freund L.B. *J. Appl. Phys.*, **81**, 6081 (1997). [13] Korolyuk Yu. G., Deibuk V. G., Vykyuk Ya. I. Optical properties of disordered diamond-like solid substitutional solutions $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$, $\text{Si}_{1-x}\text{Sn}_x$, $\text{Si}_{1-x}\text{C}_x$ and their thin films // *Journal of Physical Studies.*, 2004. -V. 8, № 1, -P. 77–83. [14] Kyu Sung Min, Harry A. Atwater. Ultrathin pseudomorphic Sn/Si and $\text{Si}_{1-x}\text{Sn}_x$ heterostructures // *Appl. Phys. Lett.*, 1998. -V. 72, № 15, -P. 1884-1886. [14] Regina Ragan, Kyu S. Min, Harry A. Atwater. Direct energy gap group IV semiconductor alloys and quantum dot arrays in $\text{Sn}_x\text{Ge}_{1-x}/\text{Ge}$ and $\text{Sn}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ alloy systems // *Mat. Science & Engineering B.*, 2001. -V. 87, -P. 204–213. [15] Soref R.A., Kouvetakis J., Tolle J., Menendez J., D'Costa V.R.. *J. Mater. Res.*, **22**, 3281 (2007).

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА И ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{TlIn}_{1-x}\text{Dy}_x\text{S}_2$

Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов, К.М.Гусейнова, Ш.Д.Ализаде

Институт физики Национальной Академии Наук Азербайджана
Az-1143 Баку, Азербайджан

Низкоразмерные слоистые, цепочечные и слоисто-цепочечные полупроводниковые соединения типа $\text{TlA}^{\text{III}}\text{X}_2^{\text{VI}}$ (A-In, Ga; X-S, Se, Te) интересны тем, что резкая анизотропия их кристаллической структуры приводит к существенной зависимости физических свойств от основных кристаллографических направлений. Чтобы придать этим кристаллам новые магнитные свойства и управлять их физическими параметрами, интересной и целесообразной является частичная или же полная замена трехвалентных катионов индия (In) и галлия (Ga) на трехвалентные ионы переходных металлов и редкоземельных элементов (РЗЭ)[1].

С этой целью нами методом прямого сплавления компонентов, взятых в стехиометрическом соотношении, были синтезированы кристаллы твердых растворов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Dy}_x\text{S}_2$ ($x=0,02; 0,04; 0,06; 0,08; 0,10$). Из всех полученных составов методом Бриджмена-Стокбаргера выращены совершенные монокристаллы.

Рентгенографическое исследование образцов всех составов, растертых в порошок, проводилось при комнатной температуре на дифрактометре ДРОН-3М (CuK_α -излучение, $\lambda=0,15418\text{нм}$, Ni-фильтр, режим: 35кВ, 10мА). Угловое разрешение съемки составляло $\sim 0,01^\circ$. Использовался режим непрерывного сканирования. Углы дифракции определяли по максимуму интенсивности. В экспериментах ошибка определения углов отражений не превышала $\Delta\theta=\pm 0,02^\circ$.

Установлено, что полученные соединения $\text{TlIn}_{1-x}\text{Dy}_x\text{S}_2$ однофазны, и все дифракционные отражения однозначно индицируются на основе моноклинной β -фазы TlInS_2 с параметрами элементарной ячейки, $a=10,95$; $b=10,95$, $c=15,14\text{Å}$, пространственная группа симметрии C_{2c} , $\beta=100^\circ$, $Z=16$, что соответствует данным, полученным в работе [2]. Частичное изовалентное замещение атомов In на Dy в TlInS_2 приводит к уменьшению интенсивности дифракционных отражений и изменению параметров элементарной ячейки $\text{TlIn}_{1-x}\text{Dy}_x\text{S}_2$.

В твердых растворах переменного состава с ростом значения x параметры элементарной ячейки заметно уменьшаются, их зависимость от x имеет линейный характер (рис.1). Понижение значений параметров элементарной ячейки до 4,6%, возможно, связано с различием ионных радиусов атомов In ($0,88\text{Å}$) и Dy ($0,92\text{Å}$), статистически заселенных в тетраэдрических и октаэдрических пустотах структуры TlInS_2 .

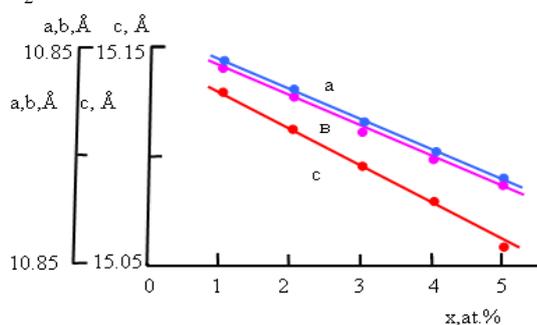


Рис.1. Изменение параметров элементарной ячейки $\text{TlIn}_{1-x}\text{Dy}_x\text{S}_2$ в зависимости от x .

Исследования фотопроводимости проводились на монокристаллах, в которых концентрация легирующей примеси контролировалась рентгеноспектральным анализом на установке «Сомбах». Получены кривые спектрального распределения фотопроводимости монокристаллов TlInS_2 и $\text{TlIn}_{1-x}\text{Dy}_x\text{S}_2$ при 300 и 77К (рис.2). Ширина запрещенной зоны E_g вычислена по положению полуспада максимума фототока с учетом спектрального распределения. Найденные значения E_g для монокристаллов TlInS_2 равны 2,38 и 2,61эВ, а для монокристаллов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Dy}_x\text{S}_2$ - 1,8 и 1,9эВ, соответственно, при 300 и 77К. Наблюдается расширение спектральной области фоточувствительности в длинноволновую область.

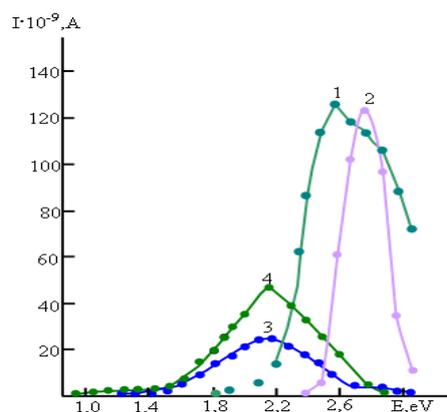


Рис.2. Кривые спектрального распределения фотопроводимости монокристаллов $TlInS_2$ (1,2) и $TlIn_{1-x}Dy_xS_2$ (3,4) при 300 (1,3) и 77К (2,4).

Фотоэлектрические исследования в диапазоне 0,3-1,3мкм показали, что при комнатной температуре в спектральных кривых фотопроводимости появляются примесные пики, обусловленные ионами РЗЭ. С изменением состава максимум фотопроводимости смещается. Кристаллы $TlIn_{1-x}Dy_xS_2$ имеют область фоточувствительности 0,38-1,2мкм при температуре 300К.

ЛИТЕРАТУРЫ

[1] N.Z.Gasanov, E.M.Kerimova. Study of the influence of the introduction of rare-earth elements on the physical properties of the $TlGaS_2(Se_2)$ layered semiconductors. Book of Abstracts, 16th International Conference on Ternary and Multinary Compounds (ICTMC-16), Technical University, Berlin, Germany, 15-19 sept., 2008, ID-43.

[2] Müller D., Poltman F., Hahn H. Zur Struktur Ternäre Chalkogenides Thalliums mit Aluminium, Gallium und Indium // Z. Naturforsch. B, 1974, V. 29, № 1-2, S. 117-118

ТОНКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПЛЕНКИ ИЗ НАНОАГРЕГАТОВ ФУЛЛЕРЕНА C_{70} НА ПОВЕРХНОСТИ ПЛОСКОЙ СТЕКЛЯННОЙ ПОДЛОЖКИ В ПРОЦЕССЕ ИСПАРЕНИЯ РАСТВОРИТЕЛЯ

А.М. Коххаров, С.А. Бахрамов, У.К. Махманов, О.Б. Исмаилова.

Институт ионно-плазменных и лазерных технологий им. У.А. Арифова АН РУз.

Город Ташкент, 100125, Узбекистан, ул. Дурмон йули, 33, kokham@yandex.com

Аннотация

Впервые показано, что в объеме испаряющейся капли раствора фуллерена C_{70} в толуоле, находящейся на поверхности стеклянной подложки происходит самоорганизация молекул C_{70} и синтезируются кристаллические наноагрегаты nC_{70} шарообразной формы. Получены пленки наноагрегатов фуллерена nC_{70} на плоской поверхности стеклянной подложки. Предложен физический механизм самоорганизации молекул фуллерена C_{70} и образования крупных наноагрегатов nC_{70} – оствальдовское созревание, согласно которому, относительно большие наноагрегаты nC_{70} растут за счет меньших. Обсуждается возможность использования тонких плёнок в качестве солнечных преобразователей.

Ключевые слова: фуллерен C_{70} , толуол, молекулярный раствор C_{70} , стеклянная подложка, капля раствора, испарение растворителя, синтез наноагрегатов nC_{70} , механизм самоорганизации.

1. Введение

В последние годы значительное внимание исследователей уделяется на разработку новых эффективных методов получения тонких пленок толщиной не более 100 нанометров на основе металлов (Pt, Pd, Ag, Au, Fe, Co) [1], полупроводников (PbTe, PbS, PbSe) [2], а также фуллеренов C_n ($n=60, 70, 76, 78, 84$) [3-5] для нужд электроники [6], в частности солнечной энергетики [7]. Молекулы фуллеренов C_{60} и C_{70} [8] впервые были обнаружены в 1985 году в ходе проведения

масс-спектрометрических исследований паров графита (Н. Крото, Р. Керл и Р. Смоли, нобелевская премия по химии за 1996 г.) и искусственно синтезированы в 1990 г [9-10].

Фуллерены C_{60} и C_{70} , в отличие от других хорошо известных аллотропных форм углерода (алмаз, карбин, графит, ...), в граммовых количествах растворяются в ряде низкополярных органических растворителях, таких как бензол, толуол, сероуглерод, тетралин и др [11]. Ожидается, что C_{60} и C_{70} в ближайшие годы будут играть важнейшую роль в современных технологиях, в том числе, в солнечной энергетике, медицине, и в других отраслях [12-13].

Таким образом, одним из важнейших задач современных нанотехнологий является разработка относительно недорогих селективных методов синтеза наноразмерных структур и наноматериалов с новыми физическими свойствами, а также создание различных функциональных устройств и приборов на их основе.

Целью настоящей работы является синтез плотноупакованных кристаллических наноагрегатов nC_{70} различных геометрических размеров с новыми физическими характеристиками в объеме испаряющейся капли молекулярного раствора фуллерена C_{70} , установленной на плоской поверхности стеклянной подложки, а также получение тонких пленок на их основе.

2. Эксперимент

Для приготовления исходного молекулярного раствора C_{70} , из которого в дальнейшем отбирались исследуемые «капли») нами были использованы кристаллические порошки фуллерита C_{70} высокой очистки (>99.8 %, SES Research, США) и органический растворитель – толуол (C_6H_8 , марки ос.ч., Sigma-Aldrich). Взвешивание сухого кристаллического порошка C_{70} производилось с помощью электронных весов марки EP 214C (OhausExplorerPro, Швейцария) с погрешностью ≤ 0.1 мг.

Были обнаружены следующие основные закономерности поведения капли:

– капли, взятые из чистых органических растворителей (бензола, толуола, сероуглерода, ...) или их смесей в любых объемных пропорциях, на всем протяжении теплового испарения сохраняли величину краевого угла α (см. рис. 1–б), однако наблюдалось постепенное сужение площади основания контакта «капля – подложка» вплоть до полного исчезновения самой капли;

– если же капля содержала в себе также молекулярные или наноразмерные частицы (например, наноагрегаты фуллерена nC_{70}), то наблюдалась принципиально иная картина – по мере теплового испарения растворителя из капли сохраняется постоянной площадь основания капли, т.е. реализовывался т.н. режим «пиннинга» контактной линии – постепенно уменьшается краевой угол капли вплоть до $\alpha \approx 0^\circ$. В этом случае, из-за влияния известных эффектов Рэлея–Бенара и Марангони [14], как в объеме, так и в приповерхностных слоях испаряющейся капли раствора C_{70} возникают сильные капиллярные течения (т.н. потоки Рэлея–Бенара и потоки Марангони), которые инициируют взаимное сближение молекул C_{70} (см. рис. 1–б) и синтез плотно упакованных кристаллических агрегатов nC_{70} по схеме $C_{70} + C_{70} + \dots + C_{70} \rightarrow nC_{70}$ (здесь n – число молекул фуллерена C_{70} в синтезированном наноагрегате). Вышеуказанная закономерность поведения капли раствора C_{70} на поверхности подложки сохраняется на всем протяжении испарения органического растворителя.

3. Полученные результаты и их обсуждение

По мере испарения органического растворителя (толуола) из капли раствора C_{70} , сидящей на поверхности стеклянной подложки происходила самоорганизация молекул фуллерена и постепенно образовывались характерные кольца (см. рис. 2), содержащие наноагрегаты фуллерена nC_{70} в четырех различных размерных диапазонах. Самоорганизация является коллективным процессом, в котором участвует весь ансамбль наночастиц. Снимки на рис. 2 были получены при помощи оптического бинокулярного микроскопа (1000 кратное увеличение) марки «Motic B1- 220A» с цифровой камерой для непрерывной записи изображений.

Не трудно заметить, что молекулы C_{70} , которые не участвовали в синтезе наноагрегатов nC_{70} , по мере испарения капли продвигались дальше по поверхности стеклянной подложки вместе с растворителем (толуолом), и в конечном итоге накапливались в центральной части «высохшей капли» в виде сплошного «круглого» диска (см. рис. 2-з).

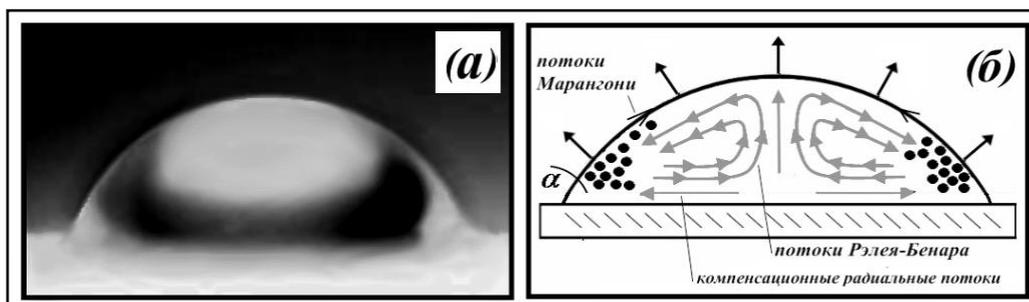


Рис.1. Фотография капли раствора фуллерена C_{70} с диаметром основания $d \approx 5$ мм, лежащей на поверхности стеклянной подложки (а) и схема течений, возникающих внутри испаряющейся капли (б), приводящих к самоорганизации молекул фуллерена C_{70} . Стрелками внутри капли и над каплей (см. б) показаны направления потоков Рэлея–Бенара и испарения растворителя, соответственно. Стрелками на линии поверхности раздела «капля-воздух» показаны направления потоков Марангони.

На рис. 3 представлен увеличенный снимок периферийной части финального распределения наноагрегатов фуллерена nC_{70} , синтезированных на поверхности подложки. Из-за того, что молекулярный раствор C_{70} , использованный нами в капельных экспериментах был изначально однородным (т.е. химический состав и физические свойства раствора по всему объему были идентичными), то вероятным фактором, способным инициировать перенос частиц в объеме капли (эффект, аналогичный потокам Марангони и Рэлея) и приводить к синтезу кристаллических наноагрегатов nC_{70} , на наш взгляд является наличие существенного градиента температуры (до ~ 5 °С) между различными объемными и приповерхностными слоями испаряющейся капли раствора C_{70} . Возникновение вышеупомянутого градиента температуры в объеме капли, вероятно, связано с резким охлаждением ее поверхностных и приповерхностных слоев в результате интенсивного испарения органического растворителя (толуола) в окружающую среду.

Корректность данного предположения подтверждается результатами работы [15], где было показано, что именно движение межфазных границ при тепловом испарении растворителя инициирует процессы, определяющие в конечном итоге не только размерные, но и морфологические особенности частиц твердой фазы, остающейся на поверхности горизонтально установленной стеклянной подложки после полного испарения капли.

4. Вероятный механизм формирования тонких пленок фуллерена C_{70} на поверхности подложки

Индивидуальные молекулы C_{70} , а также димеры $2C_{70}$ и тримеры $3C_{70}$, возникающие в объеме капли раствора для поддержания равновесия в системе будут осаждаться на поверхности больших по размерам частиц. В то же самое время меньшие по размерам кластеры фуллерена будут вынуждены растворяться дальше для компенсации ушедшего из раствора вещества – молекул C_{70} . В результате такой самоорганизации молекул фуллерена в объеме испаряющейся капли раствора более крупные наноагрегаты (например, mC_{70} , где $m > n$) еще больше растут в размерах за счет как кулоновского, так и ван-дер-ваальсовского притяжения меньших по размерам наночастиц.

Таким образом, внутри испаряющейся «капли» раствора фуллерена C_{70} в толуоле происходит непрерывный диффузионный перенос растворенного вещества (молекул C_{70}) от меньших по размерам кластеров nC_{70} к более крупным агрегатам mC_{70} . Это явление хорошо известно в науке под общим названием «**оствальдовское созревание**».

На основе анализа полученных результатов можно выделить следующие характерные особенности испаряющейся капли раствора C_{70} :

- она является открытой диссипативной системой, происходит обмен энергией и веществом с окружающей средой;

- содержит ансамбль агрегированных частиц, существует начальное (неупорядоченное) и конечное (упорядоченное) состояние ансамбля. Переход из исходного молекулярного состояния C_{70} в конечное кластерное nC_{70} занимает конечное время, зависящее как от объема исходной капли и типа использованного растворителя, так и от исходной температуры капли;

- процесс самоорганизации наночастиц C_{70} по схеме $C_{70} + C_{70} + \dots + C_{70} \rightarrow nC_{70}$ является необратимым: переход от начального молекулярного состояния C_{70} в конечное агрегативное nC_{70}

иницируется испарением растворителя, в результате чего капиллярные силы совершают работу по упорядочению системы. При этом подвод энергии в каплю раствора C_{70} из внешней среды происходит в процессе испарения растворителя и прекращается завершением испарения растворителя.

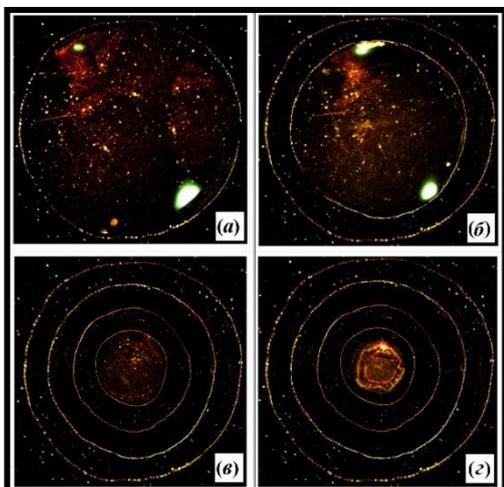


Рис. 2

Рис.2. Эволюция самоорганизации молекул фуллерена C_{70} и образование кольцевых структур наноагрегатов nC_{70} на поверхности стеклянной подложки в процессе теплового испарения растворителя при комнатной температуре ($T \approx 25^\circ C$). Исходная концентрация C_{70} в капле ~ 0.72 мг/см³, радиус капли $R \approx 2.6$ мм, высота капли где $h \approx 1.68$ мм.

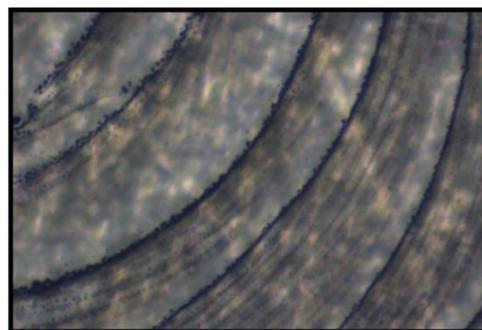


Рис.3

Рис. 3. Увеличенный снимок периферийной части финального распределения наноагрегатов фуллерена nC_{70} на поверхности подложки.

Полученные научные результаты позволили выявить как основные закономерности испарения органического растворителя из капли раствора фуллерена C_{70} , так и рабочий режим синтеза 2-D пленок из наноагрегатов nC_{70} на плоской поверхности стеклянной подложки. Последние могут быть практически полезными для нанесения тонких пленок фуллерена C_{70} на плоской поверхности стеклянной подложки для нужд солнечной энергетики с эффективностью преобразования до 10,8 % [7].

Выводы

1. Разработан и реализован новый ускоренный метод синтеза плотноупакованных агрегатов nC_{70} шарообразной формы из молекул фуллерена C_{70} . Метод основан на самоорганизации молекул C_{70} в объеме испаряющейся капли раствора фуллерена при комнатной температуре. Предложенный метод самоорганизации наночастиц фуллерена из капли может быть приспособлен также для синтеза тонких (толщиной менее 100 нм) двумерных (2-D) пленок из молекул C_{70} на поверхности стеклянной подложки для нужд высокоэффективной солнечной энергетики.
2. Существует начальное (неупорядоченное) и конечное (упорядоченное) состояния раствора фуллерена C_{70} . Наиболее вероятной движущей силой самоорганизации молекул C_{70} в наноагрегаты шарообразной формы nC_{70} в испаряющейся за счет теплового воздействия капли раствора C_{70} является наличие сильных градиентов температур как в объеме, так и в приповерхностных слоях испаряющейся капли.
3. Важнейшим фактором, определяющим характер упорядочения молекул фуллерена и образования наноагрегатов nC_{70} в объеме испаряющихся капель является скорость движения контактной линии по подложке, зависящая от типа использованного при приготовлении исходного раствора C_{70} органического растворителя.
4. Продолжительные (в течение трех месяцев) микроскопические наблюдения синтезированных в экспериментах кристаллических наноагрегатов nC_{70} позволили нам сделать вывод об их высокой структурной стабильности к различным внешним температурным и ме-

ханическим воздействиям (многократное нагревание до 80 °С и их охлаждение до комнатной температуры, механическое встряхивание, и др.).

5. Предложенный в работе метод синтеза кристаллических наноагрегатов nC_{70} в испаряющейся капле раствора феллерена C_{70} может быть использован для получения тонких (толщиной менее 100 нм) полупроводниковых пленок для солнечной энергетики, микро- и оптоэлектроники, а также в других областях полупроводниковой техники.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда фундаментальных исследований Республики Узбекистан (проект № ОТ-Ф2-51).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

- [1] Мальцева, П.П. Нанотехнологии. Наноматериалы. Наносистемная техника, Москва, Техносфера. 2008. 432 с. [2] Антипов, А.А., Кутровская, С.В., Кучерик, А.О., Осипов, А.В. Способ получения полупроводниковых наночастиц // Патент РФ на изобретение №2517781. (дата выдачи патента 27.05.2014). [3] Пуха, В.Е., Варганов, В.В., Михайлов, И.Ф., Дроздов, А.Н. Влияние нанослоев висмута на ориентационный рост фуллерена C_{60} на аморфных подложках // Физика твердого тела, 2004, Т. 46, №8, СС. 1526-1528. [4] Kokhkharov, A.M., Bakhramov, S.A., Zakhidov, E.A., Makhmanov, U.K., Gofurov, Sh.P. Clusterization of fullerene $C_{60/70}$ molecules in solutions and its influence to optical and nonlinear optical properties of solutions // Journal of the Korean Physical Society (JKPS). 2014. Vol. 64. No.10. PP. 1494–1499. doi: 10.3938/jkps.64.1494 [5] Травкин, В.В., Пахомов, Г.Л., Дроздов, М.Н., Королев, С.А., Машин, А.И., Логунов, А.А. Характеристики диодных структур на основе фуллерена на полимерных и стеклянных подложках // Физика и техника полупроводников. 2015, Т. 49, № 1. СС. 138-141. [6] Dzwilewski, A., Wagberg, T., Edman, L. Photo-induced and resist-free imprint patterning of fullerene materials for use in functional electronics // J Am Chem Soc, 2009. 131(11): p. 4006-11. doi: 10.1021/ja807964x [7] Liu, Y., Zhao, J., Li, Z., Mu, C., Ma, W., Hu, H., Jiang, K., Lin, H., Ade, H., Yan, H. Aggregation and morphology control enables multiple cases of high-efficiency polymer solar cells // Nature Communications. 2014, V. 5, – P. 5293. [8] Kroto, H.W., Heath, J.R., O'Brien, S.C., Curl, R.F., Smalley, R.E. Buckminsterfullerenes // Nature. 1985, V.318, No. 6042, – P. 162-163. [9] Kratschmer, W., Lamb, L.D., Fostiropoulos, K., Huffman, D.R. Nature. 1990. V.347, P.354. [10] Козырев, С.В., Роткин, В.В. Фуллерен. Строение, Динамика кристаллической решетки, электронная структура и свойства // Физика и техника полупроводников. 1993, Т. 27, №9. СС. 1409-1433. [11] Mchedlov-Petrosyan N. O. Fullerenes in Liquid Media: An Unsettling Intrusion into the Solution Chemistry // Chem. Rev. 2013, V.113, No. 7, –P. 5149-5193. [12] Лебедев-Степанов, П.В., Кадушников, Р. М., Молчанов, С.П., Иванов, А. А., Митрохин, В.П., Власов, К.О., Рубин, Н.И., Юрасик, Г. А., Назаров, В. Г., Алфимов, М. В. Самосборка наночастиц в микрообъеме коллоидного раствора: физика, моделирование, эксперимент // Российские нанотехнологии. 2013. Т. 8. №3–4. СС. 5–23. [13] Цао Гочжун, Ин Ван. Наноструктуры и наноматериалы. Синтез, свойства и применение /Пер. с англ. 2-го издания. –Москва: Научный мир, 2012. 520 с. [14] Ristenpart, W.D., Kim, P.G., Domingues, C., Wan, J., Stone, H.A. Influence of Substrate Conductivity on Circulation Reversal in Evaporating Drop // Physical Review Letters. 2007, V. 99, No. 23, P. 234502. [15] Молчанов, С.П., Лебедев-Степанов, П.В., Алфимов, М.В. Влияние температуры подложки на самосборку частиц в испаряющейся капле коллоидного раствора // Российские нанотехнологии. 2010, Т. 5, №7–8. –С. 21-26.

OPTIMIZATION OF THE SIZES AND SHAPES OF NANO INCLUSIONS IN THE SENSITIVE REGION OF SILICON PHOTO CONVERTERS.

F.I.Juraev, E.Z.Imamov, R.A.Muminov

Physical-Technical Institute of the "Physics-Sun" Research and production association of the Academy of Sciences of Uzbekistan,

100084 Tashkent, Uzbekistan.

E-mail: detector@uzsci.net

Annotation: The calculations of the dependence of the surface concentration and conductivity on the characteristic shapes and sizes of the impurities of PbS, PbSe and PbTe, which are characteristic of multiexciton generation, are carried out in the article. The characteristic shapes are considered as a round and square capacitor. The theoretical model is based on the contact structure "Nano-impregnation-semiconductor". Optimal sizes of nano inclusions that preserve the multiexciton generation of electron-hole pairs are determined

It is known that for power systems that convert solar radiation directly into electrical energy on the basis of silicon photoconverters, limiting efficiency values ($\sim 26\% \div 27\%$) [1] are reached. These results are determined on the basis of traditional (classical) ideas about physical processes in semiconductor materials and devices. At the same time, at present, the production of one kilowatt-hour in them is 0.11-0.12 USD. [2]

However, the ever expanding market of solar energy products makes increasingly stringent demands on the efficiency of silicon solar cells (SC). To achieve the desired efficiency, first of all, it is necessary:

- to increase the efficiency of solar cells by expanding the boundaries of the converted part of the spectral range of solar radiation into electrical energy in the direction of photons that can participate in the process of generating charge carriers.

This problem stimulated the search for new approaches to solving the fundamental limitations of traditional (classical) physics using the achievements of nanoscale physics (nanotechnology). Such an approach should not only lead to an increase in the efficiency of solar cells, but also to cheaper technologies that create a high-performance silicon solar cell. In the document [3] a version of this scientific-technical and technological process is offered.

In [3] recommendations are given on the formation of nano-inclusions of the type PbS, PbSe in the volume of the sensitive region of silicon solar cells, which can cause a multiexciton 7-8-fold generation of electron-hole pairs. [3, 4]

However, these studies consider the basic principles of the possibility of increasing the efficiency of solar cells. The question of the optimal size and form of nano-inclusions of the PbS, PbSe type has not been studied.

Proceeding from the above, we have considered nano-inclusions in the form of nanoscale transitions (NST) in the bulk of the Solar cell. In this case, the NST and the matrix Solar cell form the formation of a double layer of electric charge. The resulting electric field causes a bending of the energy zones between the NST and the matrix.

Surface electron concentrations are calculated by the formula:

$$N_e = \int_0^\infty [n(x) - n] dx \quad (1)$$

where $n(x) = n \exp\left(\frac{e\varphi}{k_B T}\right)$, and n - is the electron concentration in the volume.

Introducing the notation $y = e(\varphi_0 - Ex)/k_B T$, we obtain for $e\varphi_0/k_B T \gg 1$, we find:

$$N_e \approx \left(\frac{nk_B T}{eE}\right) \exp\left(\frac{e\varphi_0}{k_B T}\right) \quad (2)$$

In the case of a theoretical model of the new contact structure "nanoobject-semiconductor", a contact potential difference is given to the following expression [6]:

$$\varphi_{k_0}(x) = \varphi_0 - \frac{\beta}{b^2} \left[\sum_{i=0}^k (i-1) + (N+1-k)x \right] = \varphi_0 - \frac{\beta}{b^2} \left[\frac{k(k-1)}{2N} + (N+1-k)x \right] \quad (3)$$

where $\beta = \frac{e}{\varepsilon_{Si} \varepsilon_0}$, where $\varepsilon_{Si} = 12$ is the permittivity of silicon, the x -coordinate, k - is the number of alternating planes ($0 \leq k \leq N$) along the needle, N - is the number of captured electrons at a quantum dot or the number of planes.

For $\varphi(x) = \varphi_0 - \frac{\beta}{b^2} Nx$, where $E = \frac{\beta}{b^2} N$

$$N_e \approx \left(\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{Si} n k_B T b^2}{e^2 N}\right) \exp\left(\frac{e\varphi_0}{k_B T}\right) \quad (4)$$

Taking into account the boundary conditions (3), we find the value of φ_0 [6]:

$$\varphi_0 = \frac{\beta N(N+1)}{2b} \quad (5)$$

Define for solar cells (SC) in the volume of which there are nanoscale n - transitions. They are formed by the microprocess of capturing N electrons of the substrate for each nano-inclusion (quantum dot), which is determined by its electrical capacitance (C). If, without loss of power, the shape of the on-board accept a flat capacitor, then in the first plane the capacitance is equal to:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_N S}{b} \quad (6)$$

where ε_N - is the dielectric permittivity of the nanotubes, $S = a^2$ - is the cross-sectional area of the overlap, and $b = 465$ nm is the distance between the plates.

From (6) and $C = eN/\varphi_0$ (by definition), it is easy to find the relationship between the parameters of the nano inclusion and the substrate:

$$\varphi_0 = \frac{eNb}{\varepsilon_0 \varepsilon_N a^2} \quad (7)$$

From (5) and (7) we have for N

$$N = \frac{2\varepsilon_{Si} b^2}{\varepsilon_N a^2} - 1 \quad (8)$$

Substituting (8) into (4) and obtaining:

$$N_e \approx \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{Si} \varepsilon_N n k_B T (ab)^2}{(2\varepsilon_{Si} b^2 - \varepsilon_N a^2) e^2} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{k_B T}\right) \quad (9)$$

The surface conductivity for a hole semiconductor is defined as:

$$G = e\mu_p^* N_e \quad (10)$$

where μ_n^* - effective mobilities of electrons in the space charge layer.

$$G = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{Si} \varepsilon_N \mu_n^* n k_B T (ab)^2}{(2\varepsilon_{Si} b^2 - \varepsilon_N a^2) e} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{k_B T}\right), \quad \text{Electrical resistance } R = 1 / G$$

Let us take the quantities $\mu_n^* = 1450 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $n = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $e\varphi_0 = 0,25 \text{ ЭВ}$, $T = 300 \text{ К}$. Take the inclusion of PbS, PbSe, and PbTe in the table below. The calculation of three parameters for the UFD of various shapes, in particular square and round forms.

1 Square shape
Table 1

Characteristic size Nano-inclusions (nm)	Chemical designation nano-inclusions	Surface concentration $N_e, (10^{11} \text{ cm}^{-2})$	Surface conductivity $G, (10^{-4} \Omega^{-1})$
10	PbS($\varepsilon_N = 175$)	2	0,46
	PbSe($\varepsilon_N = 250$)	2,83	0,65
	PbTe($\varepsilon_N = 450$)	5,11	1,18
20	PbS($\varepsilon_N = 175$)	8	1,8
	PbSe($\varepsilon_N = 250$)	11,46	2,65
	PbTe($\varepsilon_N = 450$)	21	4,87
30	PbS($\varepsilon_N = 175$)	18	4,1
	PbSe($\varepsilon_N = 250$)	26,57	6,16
	PbTe($\varepsilon_N = 450$)	49,4	11,46
40	PbS($\varepsilon_N = 175$)	33,3	7,72
	PbSe($\varepsilon_N = 250$)	48,7	11,3
	PbTe($\varepsilon_N = 450$)	94,1	21,8
50	PbS($\varepsilon_N = 175$)	53,8	12,5
	PbSe($\varepsilon_N = 250$)	79,9	18,53
	PbTe($\varepsilon_N = 450$)	161,7	37,51

2. Round shape
Table 2

Characteristic size Nano-inclusions (nm)	Chemical designation nano-inclusions	Surface concentration $N_e, (10^{11} \text{ cm}^{-2})$	Surface conductivity $G, (10^{-4} \Omega^{-1})$
10	PbS($\varepsilon_N = 175$)	1,55	0,36
	PbSe($\varepsilon_N = 250$)	2,21	0,51
	PbTe($\varepsilon_N = 450$)	3,99	0,92
20	PbS($\varepsilon_N = 175$)	6,25	1,45
	PbSe($\varepsilon_N = 250$)	8,96	2
	PbTe($\varepsilon_N = 450$)	16,3	3,78
30	PbS($\varepsilon_N = 175$)	14,2	3,3
	PbSe($\varepsilon_N = 250$)	20,5	4,75
	PbTe($\varepsilon_N = 450$)	38	8,81
40	PbS($\varepsilon_N = 175$)	25,1	5,82
	PbSe($\varepsilon_N = 250$)	37,6	8,72
	PbTe($\varepsilon_N = 450$)	71,2	16,51
50	PbS($\varepsilon_N = 175$)	41,4	9,6
	PbSe($\varepsilon_N = 250$)	60,9	14,12
	PbTe($\varepsilon_N = 450$)	119,5	27,72

The difference in the surface concentration in the plates of the capacitor form:

Table 3

Characteristic size	Chemical designation	Surface concentration	Surface Concentration N_e
---------------------	----------------------	-----------------------	-----------------------------

Nano-inclusions (nm)	nanoinclusions	N_e (10^{11} cm^{-2}) Square shape	(10^{11} cm^{-2}) Round form
10	PbS($\epsilon_N = 175$)	2	1,55
	PbSe($\epsilon_N = 250$)	2,83	2,21
	PbTe($\epsilon_N = 450$)	5,11	3,99
20	PbS($\epsilon_N = 175$)	8	6,25
	PbSe($\epsilon_N = 250$)	11,46	8,96
	PbTe($\epsilon_N = 450$)	21	16,3
30	PbS($\epsilon_N = 175$)	18	14,2
	PbSe($\epsilon_N = 250$)	26,57	20,5
	PbTe($\epsilon_N = 450$)	49,4	38
40	PbS($\epsilon_N = 175$)	33,3	25,1
	PbSe($\epsilon_N = 250$)	48,7	37,6
	PbTe($\epsilon_N = 450$)	94,1	71,2
50	PbS($\epsilon_N = 175$)	53,8	41,4
	PbSe($\epsilon_N = 250$)	79,9	60,9
	PbTe($\epsilon_N = 450$)	161,7	119,5

The maximum size of the nanotubes in the plates of a square shape with the surface concentration and surface conductivity:

Characteristic size Nano-inclusions (nm)	Chemical designationon	Surface Concentration N_e (10^{16} cm^{-2})	Surface conductivity G_s (Ω^{-1})
172	PbS($\epsilon_N = 175$)	2,52	5,8
144	PbSe($\epsilon_N = 250$)	6	13,92
107	PbTe($\epsilon_N = 450$)	0,81	1,87

Table 4 shows that at 172 nm the size of PbS ($\epsilon_N = 175$), 144 nm in the size of PbSe ($\epsilon_N = 250$), 107 nm in the size of PbTe ($\epsilon_N = 450$) is the maximum surface concentration and conductivity. Here appears multiexciton generation. The maximum size of the nanotubes in the plates of a square shape with the surface concentration and surface conductivity:

Characteristic size Nano-inclusions (nm)	Chemical designationon	Surface Concentration N_e (10^{16} cm^{-2})	Surface conductivity G_s (Ω^{-1})
194	PbS($\epsilon_N = 175$)	0,91	2,11
162	PbSe($\epsilon_N = 250$)	0,65	1,5
121	PbTe($\epsilon_N = 450$)	1,43	3,31

Table 5 shows that at 194 nm the size of PbS ($\epsilon_N = 175$), 162 nm in the size of PbS ($\epsilon_N = 250$), 121 nm in the size of PbTe ($\epsilon_N = 450$) is the maximum surface concentration and conductivity.

From Fig. 1-b, the concentration of the plates in the square shape of PbS(c), PbSe(b) and PbTe(a) at 1000 nm is $-6 \cdot 10^{17} \text{ 1/m}^2$. Here, too, there appears multi-generation generation. The characteristic size of more than 1000 nm for all inclusions (PbS(c), PbSe(b), PbTe(a)) is slightly more than $-6 \cdot 10^{17} \text{ 1/m}^2$ and almost does not change. In this case, there is no multiexciton generation.

From Fig. 2-b the overlapping of the plates in the square shape of PbS(c), PbSe(b), PbTe(a) at 1000nm concentration is $-6 \cdot 10^{17} \text{ 1/m}^2$. Here, too, there appears multiexciton generation. The characteristic size greater than 1000 nm for all inclusions (PbS(c), PbSe(b), PbTe(a)) is slightly more than $-6 \cdot 10^{17} \text{ 1/m}^2$ and almost does not change. In this case, there is no multiexciton generation.

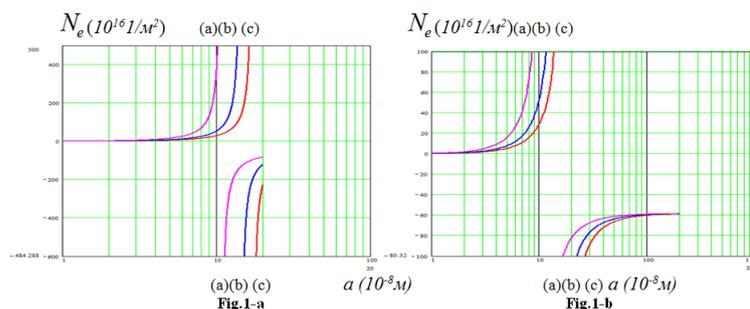


Fig. 1 (a, b). Dependence of the surface concentration on the characteristic size of nano-inclusions of PbS (c), PbSe (b), PbTe (a) in quadratic forms.

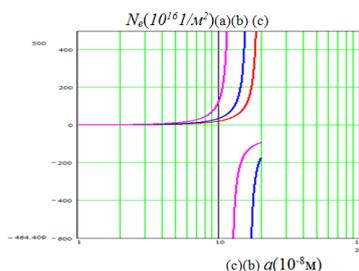


Fig. 2. Dependence of the surface concentration on the characteristic size of nano-inclusions of PbS (c), PbSe (b), PbTe (a) in round forms.

From these figures, we see an increase in the characteristic size of the quantum dot and also an increase in the parameters. This shows that, in the theoretical model of the new "nanoobject-semiconductor" contact structure, the space-charge region is much larger PbTe than PbSe, PbS,

Conclusion: Analysis of the results of the tables and figures shows that as the size of the inclusions for PbS, PbSe, and PbTe increases, the effect of multiexciton generation disappears and the concentration of generated electron-hole pairs becomes at the level of the volume concentration of electron-hole pairs for various considered forms of inclusions.

LITERATURE

- [1]. Internet. http://solar.org.ua/science/solnechnyj_element_iz_perovskitov_s_rekordnym_kpd [2]. Materials of the 6 th meeting of the asia solar energy forum. Solar energy technology Trends and Opportunities. Tashkent 2013.p.p. 53-54. [3]. Oksengendler B.L., Turaeva N.N., Rashidova S.Sh., 2009. Static theory of multiple production of excitons in solar cells based on quantum dots. Heliotechnics. № 3. P.36-42. [4]. T.A. Dzhalalov, E.Z. Imamov, R.A. Muminov, 2010. The mechanism of increasing the efficiency of solar photovoltaics. Heliotechnics, № 4. p.p. 3-8. [5]. Imamov, E.Z., T.A. Dzhalalov, R.A. Muminov, and R.Kh. Rakhimov, 2015. "The Theoretical Model of the New Contact Structure" Nanoobject-Semiconductor. "Computational Nanotechnology 4, p.p. 51-63. (Russia)

НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ИОННАЯ ИМПЛАНТАЦИЯ КАК МЕТОД РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

С.Ж.Ниматов, Д.С.Руми

Ташкентский государственный технический университет,
г. Ташкент, Узбекистан
E-mail: nimatov@mail.ru

Методом дифракции электронов низкой энергии (ДЭНЭ, ДЭНЭ рефлекс/фон) с измерением интенсивностей дифракционного рефлекса и упругого фона, изучена кинетика процесса рекристаллизации и роста, мономолекулярных эпитаксиальных пленок на поверхности Si(111) при низкоэнергетической ионной бомбардировке. Оценена степень структурного совершенства растущих пленок на

поверхности кремния силицидов щелочных металлов из низкоэнергетических пучков. Определены оптимальные энергетические, дозовые интервалы образования силицидных пленок.

Ключевые слова: кремний, силицид щелочных металлов, дифракция электронов, ионное облучение, гетероструктура, примесный атом, нанопленка, вакуум, поверхность.

Введение

Ионная имплантация, являющаяся удобным методом модификации поверхностных свойств твердых тел широко применяется как в научных исследованиях, так и в прикладных задачах. Однако в этом процессе в зависимости от энергии бомбардирующих ионов на поверхности образцов различной природы происходят без заметного разупорядочения, как накопление частиц пучка, так и разрушение-аморфизация его поверхности и приповерхностных слоев. При ионной имплантации нарушения на поверхности создаются с определённой скоростью: одновременно с образованием дефектов идёт их отжиг. Предполагается, что динамическое равновесие между разрушением и отжигом облучаемой поверхности возможно за счёт разных механизмов, обладающих, в частности, энергетической, дозовой, температурной зависимостью. При этом для ионизационных, вакансионных и других механизмов повреждения возможны разные условия динамического равновесия. Исследования в этой области важны для фундаментальной науки и практики. Для случая полупроводников аморфизация достигается при значительно меньших дозах облучения, чем для металлов. Такой вывод следует из экспериментальных и теоретических исследований для высокоэнергетической ионной бомбардировки, когда дефекты образуются в основном на больших глубинах образца. Для области низких энергий, когда воздействию подвергаются поверхностные слои твердого тела, различие между полупроводниками и металлами в отношении характера дефектообразования должны, по-видимому, устраниваться. Что касается диэлектрических твердых тел, то подбором пары ион-подложка и энергией падающих частиц, можно создать на их поверхностях тонкие переходные слои как полупроводниковой, так и металлической природы [1]. В этой связи, низкоэнергетические ионные пучки можно использовать как наиболее удобный инструмент для модификации свойств твердых тел или получения на их поверхностях нанокристаллов и мономолекулярных многослойных эпитаксиальных пленок различной природы [2,3].

Методика эксперимента

Работа выполнена в экспериментальной сверхвысоковакуумной установке в условиях, когда давление остаточных газов не выше $1 \cdot 10^{-10}$ Торр и рабочем вакууме не хуже $5 \cdot 10^{-10}$ Торр. Подложками служили низкоомные эпитаксиальные пленки Si(111) заводского производства, выращенные на монокристаллических кремниевых дисках методом газотранспортной реакции восстановления Si из SiCl с использованием сверхчистого водорода. Щелочные ионы, сепарированные от нейтральных атомов системой сферических электродов, поставлялись на поверхность образца низковольтным ионным источником, работающий по принципу поверхностной ионизации. Энергетический разброс ионов в пучке не превышал $\Delta E \approx 2$ эВ. Контроль процесса аморфизации и рекристаллизации поверхности при низкоэнергетической ионной бомбардировке осуществлялся методом отношения интенсивностей рефлекса и фона картин ДЭНЭ в электронографе оригинальной конструкции [4]. Степень чистоты и химическое состояние поверхности на разных стадиях эксперимента осуществлялся методами оже-электронной спектроскопии (спектрометр ИОС-09) и вторично-ионной масс-спектроскопии (ВИМС).

Результаты исследований и их обсуждение

Для контроля состояния поверхности при ионной бомбардировке *in situ* выбран простой и универсальный метод дифракции электронов низких энергий одновременно в вариантах электронографии и динамики интенсивностей рефлекса и фона (ДЭНЭ Р/Ф). Выбор объектов “поверхность-ион” в работе обусловлен широким использованием Si(111) и щелочных металлов в технике, а также относительной простотой получения и эксплуатации пучков соответствующих положительных ионов. Эксперименты по бомбардировке тщательно очищенной высокотемпературным прогревом поверхности Si показали, что в области энергии щелочных ионов до 1 КэВ имеет место быстрое осаждение пленок из ионных пучков. При комнатной температуре подложки время до полного исчезновения дифракционных рефлексов сравнимо с временем накопления на поверхности щелочного металла с концентрацией 10^{15} ат/см². Температура отжига, при которой восстанавли-

ливаются дифракционные картины, зависит от сорта ионов и их энергии. Для дозы бомбардировки $3 \cdot 10^{15}$ ион/см² эта зависимость представлена на рис.1.

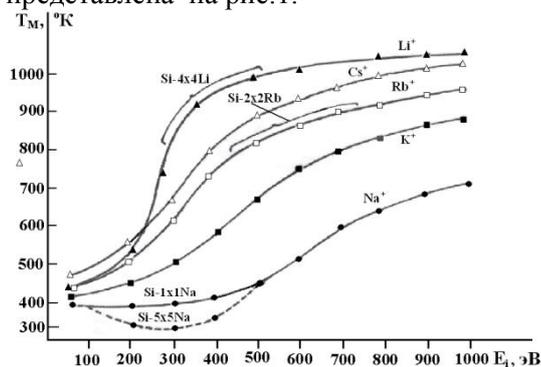


Рис. 1. Температура отжига, при которой восстанавливаются дифракционные картины поверхности Si(111) в зависимости от сорта ионов и их энергии.

Для низкотемпературной части характерны низкие энергии бомбардирующих ионов, отсутствие поверхностных структур и химических реакций. Контроль работа выхода показывает, что ϕ изменяется плавно, проходя через минимум при концентрации адатомов менее одного монослоя и достигая насыщения около двух монослоев. Время полного исчезновения дифракционных рефлексов для различных ионов совпадает с выходом кривой $\phi = f(d)$ на насыщение. При этом значение ϕ близко к значениям для массивных щелочных металлов. Слой, нанесенный пучком ионов с энергией до ~ 300 эВ, легко удалялся кратковременным прогревом при 500^0 - 600^0 К, после чего дифракционная интенсивность основных рефлексов и ϕ восстанавливаются до первоначального значения. Для высокотемпературной области характерны относительно высокие энергии ионов, наличие поверхностных структур и образование силицидов. Работа выхода изменяется более сложным образом.

Для оценки степени совершенства эпитаксиальной пленки на поверхности применен метод дифракции медленных электронов с одновременным измерением дифракционной и фоновой интенсивностей (*ДЭНЭ рефлекс/фон*). На рис.-2 представлена динамика изменения дифракционной интенсивности и упругого фона картины ДЭНЭ при облучении поверхности Si(111) ионами Na⁺ с энергией 50 эВ (а) и 200 эВ(б) дозой 10^{15} ион/см² в условиях высокого вакуума.

Из рисунка видно, что при бомбардировке ионами Na⁺ с энергией 50эВ наблюдается значительное (в 3-4 раза) уменьшение суммарной интенсивности рефлекса и фона ($I_p + I_\phi$) картин ДЭНЭ при практически неизменном отношении I_p/I_ϕ . При этом сохранение контраста дифракционной картины с общим ослаблением интенсивности сопровождалось уменьшением диаметра рефлексов, что свидетельствует об образовании на поверхности пленки из ионного пучка. С увеличением энергии бомбардируемых ионов наблюдается уменьшение контраста, отношение интенсивностей I_p/I_ϕ уменьшается одновременно с уменьшением суммарной интенсивности. Видно, что для энергии ионов $E_i=50$ эВ ход осциллограммы свидетельствует об образовании на поверхности пленки Na из ионного пучка. Монослойное покрытие сохраняет согласованную структуру (1x1). С увеличением энергии покрытие дефектно. При бомбардировке ионами низких энергий часть ионов захватывается поверхностью, и изменение дифракционной интенсивности будет определяться суммой двух факторов: нарушением порядка атомного расположение и изменением коэффициента упругого отражения электронов при изменении состава поверхности. При бомбардировке ионами Na⁺ с энергией $E_p \approx 50$ эВ наблюдалось значительное (в 3-4 раза) уменьшение суммарной интенсивности рефлекса и фона ($I_p + I_\phi$) картин ДЭНЭ при практически неизменном отношении I_p/I_ϕ и уменьшении диаметра рефлексов, что свидетельствует об образовании на поверхности пленки из ионного пучка.

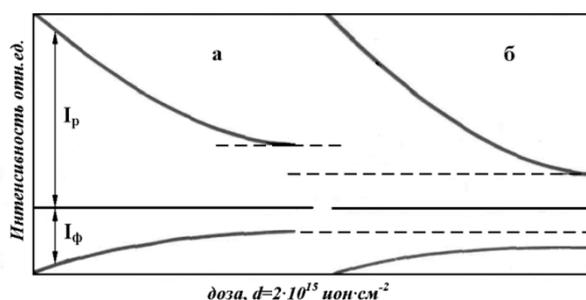


Рис. 2. Динамика изменения интенсивности рефлекса и фона в зависимости от дозы облучения поверхности Si(111). а– $E_i=50$ эВ, б– $E_i=200$ эВ.

Заключение

Методами дифракцией электронов низких энергий ДЭНЭ и электронной Оже-спектроскопии (ЭОС) изучена атомная структура и химический состав поверхности и приповерхности нанопленочных систем полученных на поверхности Si(111), методом низкоэнергетической ионной имплантации в условиях сверхвысокого вакуума. Показано, что в условия единого эксперимента можно получить ценную информацию о свойствах растущих эпитаксиальных пленок.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Умирзаков Б.Е., Нормурадов М.Т., Ташмухамедова Д.А., Ташатов А.К. Нанозэпитаксиальные пленки и гетероструктуры на основе Si. Ташкент: MERIYUS, 2012. 184 с. [2] L. Pelaz, L. A. Marqués, and J. Barbolla Ion-beam-induced amorphization and recrystallization in silicon J. Appl. Phys. V.96, N 11, 2004, P. 5947-5976. [3] С. Ж. Ниматов, Д. С. Руми //Известия РАН. серия физическая, 2014, том 78, № 6, с. 734–737. [4] Д.С. Руми., С.Ж. Ниматов, Б.Г. Атабаев, И.А. Гарафутдинова Исследование аморфизации поверхности Si(111) при бомбардировке низкоэнергетическими ионами Na^+ УФЖ 2002. Т.4, № 4, С. 259-263.

РЕНТГЕНОДИФРАКЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$

У. Рахмонов¹, М.Каланов², Ш.Ниёзов³

¹Физико-технический институт НПО «Физика – Солнце» АН РУз,
г.Ташкентул.Бодомзор йули 2^б,
e-mail: fti_uz@mail.ru

²Институт ядерной физики АН РУз, г. Ташкент

³Гулистанский Государственный Университет

Аннотация

Выращены эпитаксиальные слои твердого раствора $(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ из оловянного раствора-расплава на кремниевых подложках. Исследованы структурные особенности Si подложки и эпитаксиального слоя высокоразрешающим рентгенодифракционным методом. Показано, что эпитаксиальные пленки имеют совершенную монокристаллическую структуру с ориентацией (111), совпадающей с ориентацией подложки. Размер субкристаллитов пленки составляет ~ 62 нм. В дифрактограмме пленке присутствуют селективные рефлексы со слабой интенсивностью от фазы GaP с ориентациями (111), (200) и (331), а также от фазы ZnSe – (111), (331) и (422).

Ключевые слова: эпитаксиальные слои, рентгенодифракционный метод, субкристаллит, селективный рефлекс.

Физические свойства гетероструктуры и характеристики приборов на их основе зависят от наличия напряжений и дефектов в эпитаксиальных слоях, поэтому определение их структурных параметров является важным как с приборной, так и технологической точки зрения. В статье приводятся результаты экспериментальных исследований по структурным характеристикам полупроводникового твердого раствора $(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$.

Эпитаксиальные пленки $(\text{ZnSe})_{1-x-y}(\text{Si}_2)_x(\text{GaP})_y$ получены методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема оловянного раствора–расплава в атмосфере очищенного палладием водорода по технологии, описанной в работе [Амин и др. 2001]. В качестве подложек были использованы монокристаллические пластинки кремния р-типа проводимости с кристаллографической ориентацией (111), толщиной 350–400 мкм и диаметром 20 мм. Состав раствора–расплава, состоящего из компонентов Sn, Si, ZnSe и GaP, вычислялся на основе результатов экспериментальных исследований жидкофазной системы Sn–Si–ZnSe–GaP и литературных данных [Андреев и др.1975, Хансен и др.1962, Амин и др.1986]. Выращивание пленок осуществлялось при различных значениях параметров технологического процесса: температура начала кристаллизации $-T_s$, скорость охлаждения $-v$, толщина зазора между подложками $-h$. В оптимальном режиме, когда $T_s = 880^\circ\text{C}$, $v = 1\div 1,5$ град/мин и $h = 1$ мм, выращенные эпитаксиальные слои полностью покрывали поверхность подложки, имели зеркально–гладкие поверхности, толщину ~ 30 мкм и n-тип проводимости.

Структурные исследования полученных образцов со стороны подложки и пленки выполнены на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3М (излучение $\text{CuK}\alpha$) по схеме Θ – 2Θ в режиме пошагового сканирования.

На рис. 1 представлена рентгенограмма подложки – монокристалла Si. Видно, что в дифракционной картине присутствуют несколько структурных рефлексов селективного характера с различной интенсивностью. Анализ показал, что поверхность подложки соответствует кристаллографической плоскости (111). Об этом свидетельствуют присутствия на рентгенограмме из серии селективных рефлексов (ННН) (где Н=1,2,3...), интенсивные линии $(111)_{\text{Si}}$ с $d/n = 0,3141$ ($2\theta = 28,4^\circ$), $(222)_{\text{Si}}$ с $d/n = 0,1570$ ($2\theta = 58,8^\circ$) и $(333)_{\text{Si}}$ с $d/n = 0,1046$ нм ($2\theta = 94,9^\circ$). Бета (β) составляющая структурной линии первого порядка $(111)_{\text{Si}}$ видна при угле рассеяния $2\theta = 25,7^\circ$, а третьего порядка при $2\theta = 83,3^\circ$. Большая интенсивность ($2 \cdot 10^5$ имп/сек) основного рефлекса $(111)_{\text{Si}}$ и узкая ширина ($\text{FWHM} = 3.49 \cdot 10^{-3}$ рад), свидетельствуют о совершенстве кристаллической решетки подложки. Однако, слабое расщепления этого рефлекса по α_1 и α_2 излучениям, то есть его искаженная форма (рис.2, а) и немонотонный характер уровня неупругого фона в малых и средних углах рассеяния ($2\theta = 10 - 60^\circ$), показывают наличие упругого микронапряжения ростового характера в решетке подложки. Этот вывод подтверждается присутствием на рентгенограмме запрещенного отражения $(222)_{\text{Si}}$ с $d/n = 0,1570$ нм для решетки кремния, интенсивность, которого относится к интенсивности основного пика $(111)_{\text{Si}}$, как $I(222)/I(111) = 3.42 \cdot 10^{-3}$, что больше чем 10^{-4} , соответствующего для равномерного распределения кислорода в образце. Эти факты свидетельствуют о неоднородном распределении кислорода по междоузлиям матричной решетки кремния и наличии локальных областей с микроискажениями.

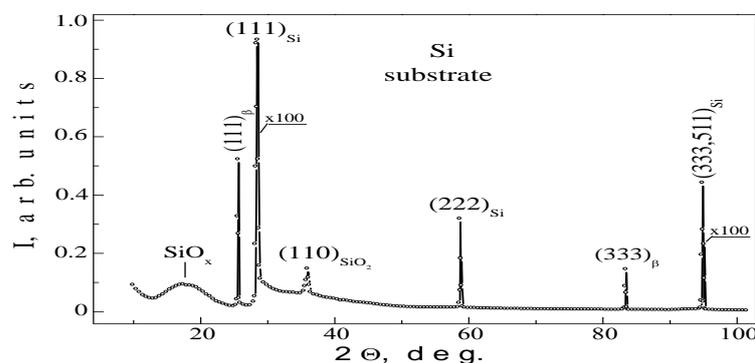


Рис.1. Рентгенограмма подложки Si

По закону погасания дифракционных отражений, рефлекс $(222)_{\text{Si}}$ не должен присутствовать на рентгенограмме неискаженной решетки алмазоподобной структуры. Он появляется только при наличии искажений (упругого микронапряжения) в решетке. Хорошие (близкие к расчетному) расщепления рефлекса $(333)_{\text{Si}}$ по α_1 и α_2 излучениям (рис.2 б) и слабое расщепление основного отражения $(111)_{\text{Si}}$ (рис.2 а) свидетельствует о том, что упругое напряжение в основном сосредоточено на приповерхностном слое подложки. Оно может быть вызвано различием ионных радиусов

кремния ($r_{Si}^{4+} = 0.42 \text{ \AA}$) и кислорода ($r_o^{-2} = 1.40 \text{ \AA}$) [Равделя и др. 1983], а также термическим напряжением ростового характера [Рейви 1984]. Из-за большого ионного радиуса кислорода по сравнению с кремниевым, ионам кислорода энергетически предпочтительны размещения в междоузлиях приграничных областей между зернами и блоками (субкристаллитами) подложки [Болховитянов и др. 1971], так как в этих областях химические связи между ионами матрицы не насыщены, и узлы несколько смещены из их идеальных положений. Эти факторы способствуют формированию структурных фрагментов с низкой симметрией, состоящих из кремниевых и внедренных ионов (в данном случае ионов кислорода), что отличает их от структуры с высокой симметрией в объеме блоков, состоящей только из ионов кремния. Подтверждением этого вывода служит присутствие на рентгенограмме в средних углах рассеяния узкого с заметной интенсивностью рефлекса (110) с $d/n = 0,2503 \text{ нм}$ ($2\theta = 35,9^\circ$), вызванного примесной фазой – SiO_2 подложки. Узкая ширина ($\text{FWHM} = 2,33 \times 10^{-3} \text{ рад}$) этого рефлекса свидетельствует о кристаллической форме примесной фазы – SiO_2 . Характерный размер структурных фрагментов этой фазы составляет 80 нм. Этот факт также подтверждает наличие упругого напряжения, связанного с неоднородным распределением кислорода в решетке матрицы.

Кроме того, на рентгенограмме в малых углах рассеяния $2\theta \approx 15^\circ$ наблюдается широкое ($\text{FWHM} = 1,25 \cdot 10^{-1} \text{ рад}$) диффузное отражение, обусловленное структурными фрагментами SiO_x в приповерхностных слоях с не насыщенными связями. Слишком широкая ширина этого отражения свидетельствует о том, что размеры структурных фрагментов вызванных этим отражением, малы и в их расположении отсутствует дальний порядок. Следовательно, эти структурные фрагменты являются не нанокристаллами SiO_x , а кластерами. Характерные размеры этих кластеров составляли $\sim 1,2 \text{ нм}$. Экспериментальное значение параметра решетки подложки составляло $a_s = 0,54359 \text{ нм}$, что сравнимо с табличным значением $a_{Si} = 0.54307 \text{ нм}$ [Горелик и др. 1970]. Это показывает то, что объемная доля искаженной области решетки составляет ничтожную малую величину по сравнению со всем объемом монокристалла.

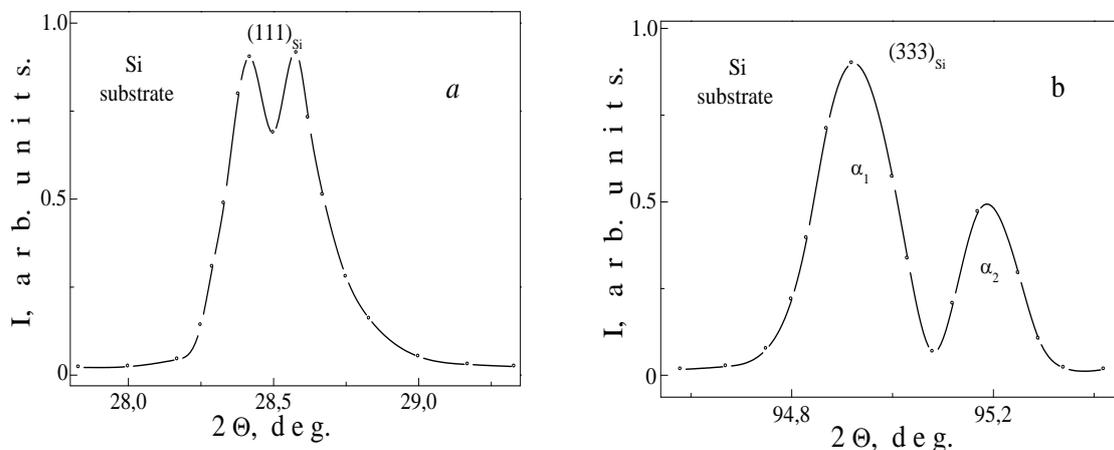


Рис.2. Формы рефлексов {HNN} подложки Si

На рис. 3 представлена рентгенограмма выращенной эпитаксиальной пленки $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaP})_x(\text{ZnSe})_y$ и она существенно отличается от рентгенограммы подложки. На рентгенограмме пленки диффузное отражение в малых углах рассеяния отсутствовало, интенсивность основного рефлекса (111) уменьшилась на $\sim 34 \%$ по сравнению с интенсивностью этого рефлекса подложки, а интенсивность второго порядка (222) (запрещенное отражение) увеличилась в 110 раз, интенсивность третьего порядка (333) выросла на 59 %. Интенсивность рефлекса (110) от примесной фазы кварца уменьшилась на 25 %, уровень неупругого фона в малых углах рассеяния снизился на 37 %, а в средних и дальних углах увеличился на 54%. Кроме того, появились новые селективные рефлексы с различными интенсивностями: $(111)_{\text{ZnSe}}$ с $d/n = 0,3440 \text{ нм}$ ($2\theta = 25,9^\circ$), $(111)_{\text{GaP}}$ с $d/n = 0,3142 \text{ нм}$ ($2\theta = 28,4^\circ$), $(200)_{\text{GaP}}$ с $d/n = 0,2747 \text{ нм}$ ($2\theta = 32,6^\circ$), $(222)_{\text{GaP}}$ с $d/n = 0,1568 \text{ нм}$ ($2\theta = 58,9^\circ$), $(331)_{\text{ZnSe}}$ с $d/n = 0,1341 \text{ нм}$ ($2\theta = 70,2^\circ$), $(331)_{\text{GaP}}$ с $d/n = 0,1248 \text{ нм}$ ($2\theta = 76,3^\circ$), $(422)_{\text{ZnSe}}$ с $d/n = 0,1158$

$\text{nm}(2\theta = 83,7^\circ)$, $(333)_{\text{GaP}}/n = 0,1044 \text{ nm}$ ($2\theta = 95,2^\circ$). Из-за близости параметра решетки твердого раствора GaP ($a_{\text{GaP}} = 0,54452 \text{ nm}$) и монокристалла Si ($a_{\text{Si}} = 0,54307 \text{ nm}$) [Горелик и др.1970] на рентгенограмме пленки селективные рефлексы типа {HНН} (где H=1)

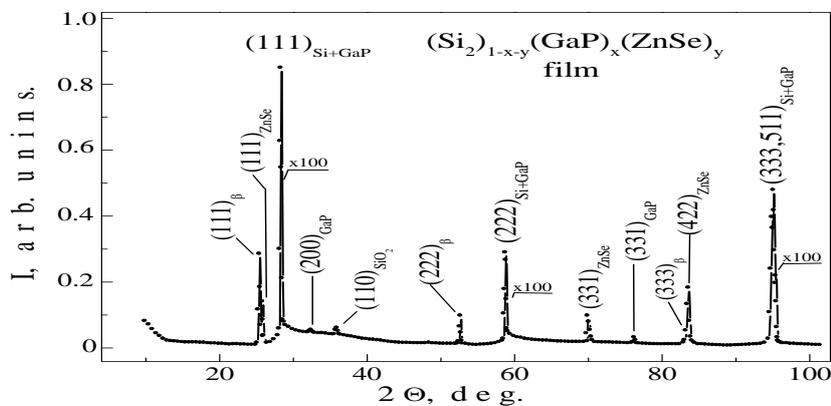


Рис.3. Рентгенограмма пленочного твердого раствора $(\text{ZnSe})_{1-x-y}(\text{Si}_2)_x(\text{GaP})_y$.

в малых углах рассеяния совпадали между собой по угловому положению (рис.4 a) и только в больших углах несколько разделились между собой (рис.4 b). Узкая ширина ($\text{FWHM} = 2,620 \cdot 10^{-3}$ рад) и большая интенсивность ($2 \cdot 10^5$ имп/с) основного рефлекса $(111)_{\text{GaP+Si}}$, свидетельствует о высокой степени совершенства кристаллической решетки твердого раствора, то есть выращенная пленка является монокристаллической с ориентацией (111). Размеры субкристаллитов (блоков) пленки, оцененные по ширине данного пика по методу Селякова–Шеррера [Русаков 1977], составили около 62 нм. Однако интенсивность дифракционных отражений типа {HНН} изменялась по разному, относительно интенсивности этих же линий подложки.

Это свидетельствует о неодинаковом замещении парных ионов кремния на молекулы из ионов галлия и фосфора в решетке твердого раствора по глубине. Поскольку интенсивность рассеяния рентгеновских лучей пропорциональна атомному номеру (Z) элементов, такая замена ионов должна привести к росту интенсивности данного рефлекса, потому что $Z_{\text{Si}} = 14$, $Z_{\text{P}} = 15$ и $Z_{\text{Ga}} = 31$. Действительно, на рентгенограмме пленки наблюдается существенный рост интенсивности второго (222) и третьего (333) порядков отражений типа {HНН} по сравнению с интенсивностью этих же линий подложки. При этом наблюдается уменьшение интенсивности основного рефлекса (111) на 34 %. Эти экспериментальные факты позволяют предположить, что в приповерхностных слоях молекулы Ga-P занимают не все вакантные узловые позиции, оставленные ионами кремния в результате перехода в межузельные положения. Часть узловых позиций остаётся вакантными. Поэтому приповерхностные слои выращенной пленки являются не твердым раствором замещения, а скорее всего являются твердым раствором вычитания [Шаскольская 1984]. Дополнительным подтверждением такого вывода является отсутствие широкого диффузного отражения в малых углах и резкого роста уровня неупругого фона на 54 % в средних и больших углах рассеяния в исследованных твердых растворах. Часть собственных атомов кремния и кислорода перешедшие в межузельные положения и диффундировавшие в более глубокие слои решетки твердого раствора вызывают повышение уровня неупругого фона. Другая часть формирует преципитаты кислорода в кремнии - SiO_2 в межзеренных средах, что подтверждается присутствием на рентгенограмме твердого раствора селективного рефлекса $(110)_{\text{SiO}_2}$.

Из рис.4 b видно, что базовая решетка исследуемого твердого раствора состоит из кремния (Si) и двойного полупроводникового соединения – GaP, то есть $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaP})_x$. Форма рефлекса (333) свидетельствует об образовании двойниковой структуры в решетке $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaP})_x$, в результате частичной релаксации накопленной упругой энергии в пленке. Возможно симметричная синглетная форма рефлекса (111) которая, связана с двойникованием слоя твердого раствора.

Согласно [Амин и др.1986] оптимальная температура эпитаксии слоя GaP на поверхности Si составляют $(575 \pm 25)^\circ\text{C}$. При достижении оптимальной температуры, молекулы GaP успевают проникать в более глубокие слои и замещать там парные атомы кремния. Такое замещение молекулы Si_2 на молекулы GaP приводит к увеличению интенсивности высоких порядков дифракцион-

ных отражений типа {ННН}, а именно (222) и (333), что и наблюдаются в эксперименте. На рентгенограмме эпитаксиального слоя, кроме дифракционных отражений типа {ННН} от кристаллической решетки GaP, еще наблюдаются селективные рефлексы $(200)_{\text{GaP}}$ с $d/n = 0,2747$ ($2\theta = 32,6^\circ$) и $(331)_{\text{GaP}}$ с $d/n = 0,1248$ ($2\theta = 76,3^\circ$). Эти структурные линии со слабой интенсивностью вызваны нанокристаллитами иной ориентацией с размерами 22 и 26 нм, соответственно, чем нанокристаллиты GaP параллельные по направлению [111], имеющие характерные размеры ~ 62 нм. Видимо рост нанокристаллитов GaP с другой ориентацией, связан с эффективной релаксацией возникающего упругого напряжения в процессе эпитаксии. Экспериментально определенное значение параметра решетки фосфата галлия составляло $a_{\text{exp}} = 0,54268$ нм, что близко к табличному $a_{\text{GaP}} = 0,54452$ нм [Горелик и др.1970].

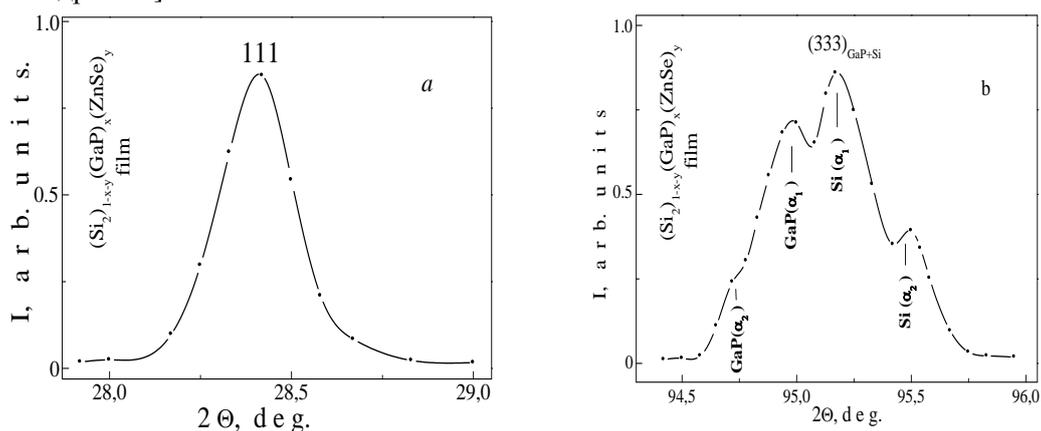


Рис.4. Формы рефлексов {ННН} пленочного твердого раствора $(\text{ZnSe})_{1-x-y}(\text{Si}_2)_x(\text{GaP})_y$.

Кроме того, на рентгенограмме образца наблюдаются еще три селективных рефлекса с существенной интенсивностью. Анализ показал, что они вызваны нанокристаллитами селенида цинка (ZnSe): $(111)_{\text{ZnSe}}$ с $d/n = 0,3440$ ($2\theta = 25,9^\circ$), $(331)_{\text{ZnSe}}$ с $d/n = 0,1248$ ($2\theta = 76,3^\circ$) и $(422)_{\text{ZnSe}}$ с $d/n = 0,1158$ ($2\theta = 83,7^\circ$). Несмотря на различие в направлении роста, этим нанокристаллитам характерны почти одинаковые размеры, равного ~ 32 нм. Этот факт позволяет предположить, что нанокристаллиты селенида цинка растут на поверхности твердого раствора $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaP})_x$ в форме островки – квантовые точки. Так как, было обнаружено, что при многослойном росте полупроводников с параметрами кристаллической решетки, отличающимися от параметров решетки подложки, можно получить на поверхности роста почти одинаковые по размеру островки (квантовые точки) [Ченга и др. 1989]. Оказывается энергетически более выгодно становится формирование квантовых точек по сравнению с однородно-напряженной поверхностью. Экспериментально определенное значение параметра решетки селенида цинка составляло $a_{\text{exp}} = 0,56715$ нм, что несколько отличается от табличного $a_{\text{ZnSe}} = 0,56613$ нм [Горелик и др.1970].

Заключение

Таким образом, полученные экспериментальные результаты структурных исследований сводятся к следующему:

- исследованные эпитаксиальные пленки имеют совершенные структуры и являются монокристаллической с ориентацией (111), о чем свидетельствуют узкая ширина ($\sim 10^{-3}$ рад) и большая интенсивность ($\sim 10^5$ имп/сек) структурных рефлексов типа {ННН}; преципитации кислорода в кремнии стимулируют неоднородное замещение парных атомов кремния на молекулы фосфата галлия;

- немонотонный характер неупругого фона во всем угловом диапазоне показывает неоднородное распределение кислорода и молекул GaP в решетке твердого раствора $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaP})_x$; установлено, что замещение парных молекул кремния молекулами GaP происходит более благоприятно в глубоких слоях твердого раствора, о чем свидетельствует резкое увеличение интенсивности дифракционных отражений высоких порядков типа {ННН}, а именно (222) и (333); предполагается, что такое неоднородное замещение по глубине эпитаксии вызывает формирование двойниковой структуры в слое твердого раствора;

- показано возможность образования нанокристаллитов селенида цинка на поверхности твердого раствора $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaP})_x$ в форме островки – квантовые точки.

ССЫЛКИ НА ЖУРНАЛЬНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ:

[1] Saidov A.S., Razzakov A.Sh. et. all. Materials Chemistry and Physics. 2001. V. 68. P. 1-6. [2] Андреев В.М., Долгинов Л.М., Третьяков Д.Н. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов. М.: Сов. Радио. 1975. 328 с. [3] Хансен М., Андерко К. Структуры двойных сплавов. Т. П. М.: Metallurgizdat. 1962. [4] Саидов А.С., Саидов М.С., Кошчанов Э.А. Жидкостная эпитаксия компенсированных слоев арсенида галлия и твердых растворов на его основе. Ташкент, изд. «Фан». 1986, 127 с. [5] Краткий справочник физико-химических величин. / Под ред. А. А. Равделя и А. М. Пономаревой. –Л.: Химия, 1983. –232 с. [6] К. Рейви. Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии./ Под ред. С. Н. Горина, пер. с англ. –М.: Мир, 1984. – 475 с. [7] Ю.Б.Болховитянов, О.П.Пчеляков, Чикичев С.И. Кремний-германиевые эпитаксиальные пленки: физические основы получения напряженных и полностью релаксированных гетероструктур // УФН, 2001. Т. 171, №7. С. 689 – 716. [8] С. С. Горелик, Л. Н. Росторгуев, Ю. А. Скаков. Рентгенографический и электронографический анализ. Приложения. –М.: Металлургия, 1970. –108 с. [9] А.А.Русаков. Рентгенография металлов. –М.: Атомиздат, 1977. - 480с. [10] М.П.Шаскольская. Кристаллография. М.: Высш. шк., 1984. – 376 с. [11] Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры / Под ред. Л.Ченга, Л.Плога. М.: Мир, 1989. -582 с.

ОБРАЗОВАНИЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНОК CoSiO НА ПОВЕРХНОСТИ CoSi_2 МЕТОДОМ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

Б.Е. Умирзаков, С.Б. Донаев, А.К. Ташатов

Ташкентский государственный технический университет,

ул. Университетская 2, Ташкент, Узбекистан. E-mail: sardor.donaev@gmail.com

Изучена морфология, состав и электронные свойства пленки CoSiO , полученный на поверхности $\text{CoSi}_2/\text{Si}(111)$ имплантацией ионов O_2^+ в сочетании с отжигом. В частности показано, что ширина запрещенной зоны этой пленки составляет $\sim 2,4$ эВ.

Наноразмерные структуры и пленки с различной шириной запрещенной зоны на основе Si могут применяться при создании различных МДП и ПДП-структур, транзисторов и диодов сверхвысокой частоты, приборов солнечной энергетики и др. В частности, для увеличения КПД солнечных элементов необходимо создавать структуры, которые интенсивно поглощают световое излучение в области энергий от 0,3 – 0,4 эВ до 3,5 – 4 эВ. Ширина запрещенной зоны CoSi_2 , составляет 0,5 – 0,7 эВ, кремния – 1,1 эВ, окиси кремния $\approx 8,5$ эВ, а нитрида кремния – 4,5 эВ. Изменяя химический состав силицидов металлов можно уменьшить ширину запрещенной зоны до 0,2 – 0,3 эВ [1, 2]. Структуры на основе Si дают большой КПД в области энергий от 1,1 до 2 эВ. Поэтому имеются проблемы создания наноструктур с шириной запрещенной зоны $\sim 2 - 2,5$ эВ.

В работах [3 - 7] показано, что проведение твердофазной эпитаксии Co на окисленной поверхности $\text{Si}(100)2 \times 1$ способствует формированию более совершенных эпитаксиальных пленок CoSi_2 . Механизм протекающих процессов раскрыт в работах [7 - 10], в которых обнаружено, что при нанесении атомов кобальта на поверхность $\text{Si}(100)2 \times 1$, окисленную *in situ*, атомы металла проникают под окисной слой уже при комнатной температуре. Результатом этого эффекта является образование на границе раздела между окисным слоем и кремнием трехкомпонентной интерфейсной фазы Co – Si – O и последующее формирование под ней слоя твердого раствора Co – Si.

Однако, до настоящего времени не проводились исследования, направленные на получение пленок типа Co – Si – O, следовательно, не изучены их стехиометрический состав, кристаллическая и электронная структура.

В данной работе сделана попытка получить трехкомпонентные соединения в поверхностных слоях CoSi_2 путем имплантации ионов O_2^+ . В основном использованы МЛЭ-пленки $\text{CoSi}_2/\text{Si}(111)$ и $\text{CoSi}_2/\text{Si}(100)$ с толщиной ~ 2000 Å. Энергия ионов O_2^+ варьировалась в пределах $E_0 = 1 - 5$ кэВ. Для получения сплошных пленок имплантация проводилась при дозе $D \geq D_{\text{нас}} \approx 4 \cdot 10^{16}$ см⁻². Анализ

спектров ОЭС и ВИМС показал, что после ионной имплантации в приповерхностной области содержатся соединения типа Co – Si, Co – O, Si – O, Co – Si – O, а также несвязанные атомы Co, Si и O. Только после прогрева при $T \approx 900$ К образуется трехкомпонентная поликристаллическая пленка типа CoSiO, состоящая из отдельных блоков с размерами 20 – 50 нм.

В данной работе нами сделана попытка получить трехкомпонентные соединения в поверхностных слоях CoSi₂ путем имплантации ионов O₂⁺. В основном использованы МЛЭ-пленки CoSi₂/Si (111) и CoSi₂/Si (100) с $i = 1000$ монослоев.

Энергия ионов O₂⁺ варьировалась в пределах $E_0 = 1 - 5$ кэВ. Для получения сплошных пленок имплантация проводилась при дозе $D \geq D_{\text{нас}} \approx 4 \cdot 10^{16}$ см⁻². Анализ спектров ОЭС и ВИМС показал, что после ионной имплантации в приповерхностной области содержатся соединения типа Co – Si, Co – O, Si – O, Co – Si – O, а также несвязанные атомы Co, Si и O. Только после прогрева при $T \approx 900$ К образуется трехкомпонентная поликристаллическая пленка типа CoSiO, состоящая из отдельных блоков с размерами 20 – 50 нм (рис. 1). Между блоками имеются нанопоры с диаметрами 10 – 20 нм и глубиной 40 – 50 Е.

Известно [11], что эти значения сродства к электрону $\chi = E_{\text{pd}} - E_{\text{pr}} = 3,5$ эВ. Особенность, наблюдаемая при $E_p = E_n$ может быть обусловлена возбуждением электронов из примесных уровней. При энергиях $E_p = 8,5$ и $13,6$ эВ обнаруживаются пологие участки, что объясняется резонансным упругим рассеянием медленных электронов на плазмонах. Действительно с учетом χ эти энергии соответствуют возбуждению плазменных колебаний в пленке CoSiO: $\hbar\omega_s = 12$ эВ и $\hbar\omega_v = 17$ эВ. На рис. 2 приведены фотоэлектронные спектры для чистого Si (111), пленки CoSi₂/Si (111) и CoSiO с толщиной 35 – 40 Е. Видно, что значения E_v для Si, CoSi₂ и CoSiO, соответственно, составляет 5,1; 4,7 и 5,9 эВ. На основе анализа спектров фотоэлектронов и упругоотраженных медленных электронов можно построить зонно-энергетическую диаграмму поверхностных слоев материалов сложного состава.

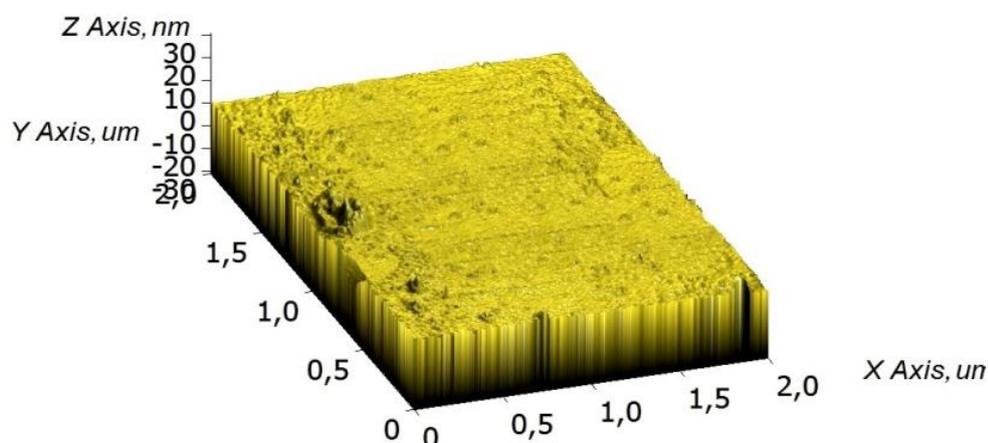


Рис. 1. АСМ-изображения пленки CoSiO/CoSi₂ (100).

На рис. 3 приведена примерная зонно-энергетическая диаграмма пленки CoSiO. При построении этой диаграммы были приняты следующие условия [12]:

1) распределение КЭР фотоэлектронов полностью характеризует распределение плотности состояний валентных электронов; 2) значение энергий максимумов кривой $-dR/dE_p(E_p)$ в области малых E_p соответствует энергетическому расстоянию между максимумами заполненных и свободных состояний; 3) по форме пиков основных уровней, используя обратную свертку, можно построить модельную форму плотности свободных состояний электронов.

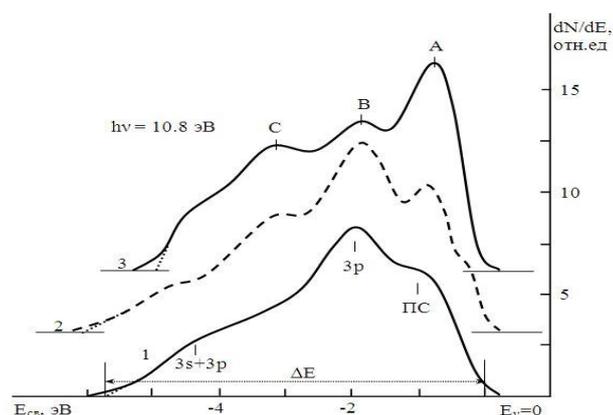


Рис. 2. Фотоэлектронные спектры: 1 – Si (100); 2 – CoSi₂/Si (111); 3 – нанопленки CoSiO/CoSi₂ (111) с толщиной 35-40 нм.

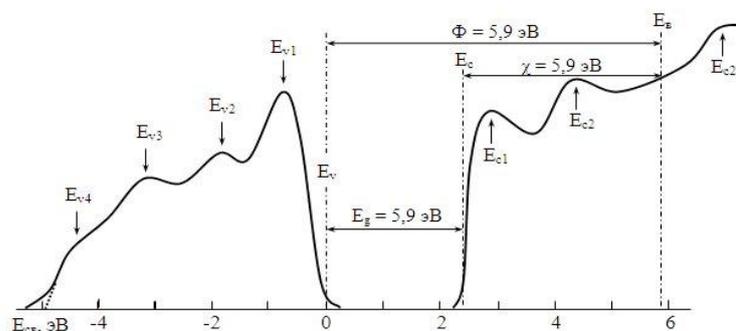


Рис. 3. Примерная энергетическая диаграмма поверхности тонкой пленки ($d \approx 35 - 40$ нм) CoSiO/CoSi₂(100) E_{v1} , E_{v2} , E_{v3} и E_{v4} – максимумы плотности состояний валентных электронов. E_{c1} , E_{c2} и E_{c3} – максимумы свободных состояний.

На основе спектров УОЭ и УФЭС нами определены параметры энергетических зон CoSi₂ и нанопленки CoSiO (табл.1).

Таблица 1.

Пленки	Состав, ат.%			χ , эВ	E_g , эВ
	Co	Si	O		
CoSi ₂	34	65	1	4,4	1,11
CoSiO	29	38	33	3,5	2,4

Видно, что значение E_g для CoSiO составляет $\sim 2,4$ эВ. Поэтому она могут иметь перспективы при разработке приборов солнечной энергетики.

Таким образом, впервые имплантацией ионов O₂⁺ в пленку CoSi₂/Si получены и изучены состав, структура и свойства нанопленочных структур CoSiO/CoSi₂. В частности установлено, что ширина запрещенной зоны CoSiO составляет $E_g = 2,4$ эВ, а энергия плазменных колебаний: $\hbar\omega_s = 12$ эВ, $\hbar\omega_v = 17$ эВ. Построена зонно-энергетическая диаграмма трехслойной системы CoSiO/CoSi₂/Si (111).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Болтаев Х.Х., Ташмухамедова Д.А., Умирзаков Б.Е. Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2014. № 1. С. 24.[2] Донаев С.Б., Ташатов А.К., Умирзаков Б.Е. Журнал «Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования», 2015(4), с. 95–98.[3] Tung R. T. Appl. Phys. Lett. 68, p.3461-3463 (1996); <http://dx.doi.org/10.1063/1.115793>. [4] Tung R. T. Jpn. J. Appl. Phys. 1997. Vol.36., P.1., N.3B, p.1650-1653. [5] Hayashi Y., Yoshinaga M., Ikeda H., et al. [V. 438, Issues 1–3](#), 1999, P. 116–122. [6] Takahashi F., Irie T., Shi J., Hashimoto M. Appl. Surf. Sci. V. 169–170, 2001, P. 315–319. [7] Гомоюнова М.В., Войстрик Т.Е., Пронин И.И. Взаимодействие атомов кобальта с окисленной поверхностью Si(111)7x7 // ЖТФ, 2009, т.79, Вып.5, С.150-154. [8] Гомоюнова М.В., Пронин И.И., Гааль Н.Р. // Письма в ЖТФ, 2004, т.30, Вып. 20. С.17-24. [9] Гомоюнова М.В., Пронин И.И., Малыгин Д.Е. и др. // ФТТ. 2006. т.47. С.1901-1906. [10]

Gomoyunova M.V., Pronin I.I., Malygin D.E. et al. // Surf. Sci. 2006. Vol. 600. P. 2449-2456. [11] Бажанова Н.П., Кораблев В.В., Кудинов Ю.А. Актуальные вопросы вторично-эмиссионной спектроскопии. Учебное пособие. – Л.: ЛПИ, 1985. – 88 с. [12] Умирзаков Б.Е., Нормурадов М.Т., Ташмухамедова Д.А., Ташатов А.К. Наноматериалы и перспективы их применения. – Ташкент: MERIYUS, 2008. – 256 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПЛЕНОК ВЫСШЕГО СИЛИЦИДА МАРГАНЦА

¹Рисбаев А.С., ¹Камилов Т.С., ²Хайриддинов Б.Э., ¹Бекпулатов И.Р., ¹Хужаниязов Ж.Б.

¹Ташкентский государственный технический университет

²Каршинский государственный университет

В настоящее время большое внимание уделяется проблеме сбережения энергоресурсов, поэтому вновь возрастает интерес к материалам, обладающим термоэлектрическими свойствами. Среди таких материалов высший силицид марганца $MnSi_{1,75}$ (ВСМ) относится к наиболее перспективным, поскольку имеет хорошие термоэлектрические характеристики в области температур 20–800 °С при невысокой себестоимости его получения. Пленки ВСМ важны для практических приложений: показана возможность создания термобатарей и других термоэлементов на их основе [1]. Такие пленки уже находят применение в микро- и нанoeлектронике, оптоэлектронике, микро-сенсорике и весьма перспективны для спинтроники [2]. Создание новых приборов, использующих тонкие пленки силицидов марганца, требует детального знания механизма их формирования, а также твердофазных реакций, протекающих в системе Mn–Si при повышенных температурах.

В настоящей работе методами растровой и просвечивающей электронной микроскопии исследована структура микрокристаллических пленок ВСМ, формируемых в процессе взаимодействия монокристаллического кремния с парами марганца. Для детального анализа структуры границ раздела пленка ВСМ/подложка использовалась высокоразрешающая просвечивающая электронная микроскопия, позволяющая получить локальную информацию о химическом и фазовом составе образцов. Тонкие пленки высшего силицида марганца получали путем диффузии из газовой фазы дважды возогнанного Mn (размеры зерен не более 50 мкм) и его взаимодействия с подложкой Si (111) p-типа (удельное сопротивление $\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) при температуре 1040 °С в откачанной до давления 10⁻⁴ мм рт. ст. и запаянной кварцевой ампуле. Морфологию, микроструктуру и химический состав образцов исследовали методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) и рентгеновской энергодисперсионной спектроскопии (ЭДС) на микроскопе Quanta 200 3D (FEI, Голландия) при ускоряющем напряжении от 5 до 30 кВ в режимах вторичных и обратно рассеянных электронов.

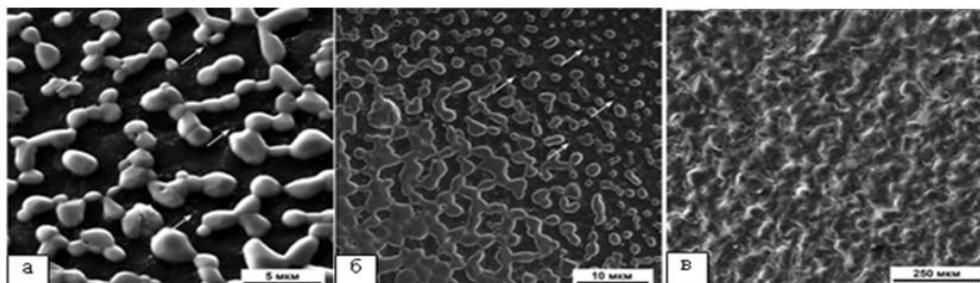


Рис. 1. Электронно-микроскопические изображения поверхности на разных стадиях формирования пленки высшего силицида марганца: а – формирование зародышей и мелких островков силицида марганца (отмечены стрелками) и их коалесценция, б – слияние и укрупнение островков, в – сплошная пленка

Электроннограммы и расчетные ВРЭМ-изображения моделировали с использованием программы JEMS – Java Electron Microscopy Software [3] с учетом электронно-оптических параметров просвечивающего микроскопа и известных структурных данных для силицидов марганца.

РЭМ-изображения поверхности образцов на последовательных стадиях зарождения и роста пленки ВСМ показаны на рис. 1. В процессе взаимодействия марганца с кремнием при температуре 1040 °С формируются мелкие островки силицида марганца размером 20-50 нм, отмеченные

стрелками на рис. 1а,б. Такие островки в дальнейшем сливаются в более крупные (размером до 1 мкм), имеющие округлую форму или кристаллическую огранку, свидетельствующую об их монокристаллической структуре. Между сростками крупных островков в кремниевой подложке наблюдаются ступенчатые «кратеры» (плоскодонные ямки) (рис.2). Также наблюдаются мелкие неограниченные островки, которые располагаются в основном в основании больших. При увеличении времени осаждения марганца происходит полное слияние островков и формирование сплошной пленки ВСМ (рис. 1в). Полученные электронно-микроскопические изображения поверхности пленок высшего силицида марганца на различных стадиях роста свидетельствуют о том, что формирование островков происходит по механизму Фольмера– Вебера [4].

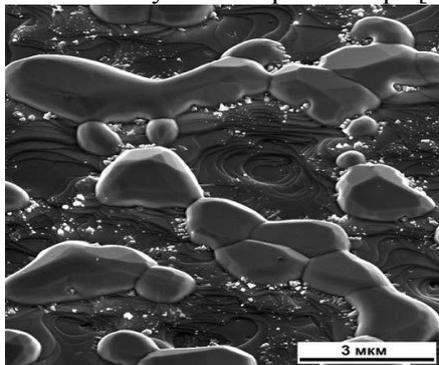


Рис. 2. Увеличенное изображение поверхности образца: видны одиночные ограненные островки и их сростки. Ступенчатые «кратеры» образованы в результате поверхностной диффузии атомов Si и молекул Mn_4Si_7

В соответствии с установленными ориентационными соотношениями и высокоразрешающим ПРЭМ- изображением была построена трехмерная атомная модель структуры границы раздела (рис.3). Моделирование было проведено с учетом оптических параметров просвечивающего электронного микроскопа. Для полученной модели границы раздела было рассчитано высокоразрешающее ПРЭМ-изображение. Хорошее согласование расчетного и экспериментального изображений подтверждает правильность предложенной модели границы раздела.

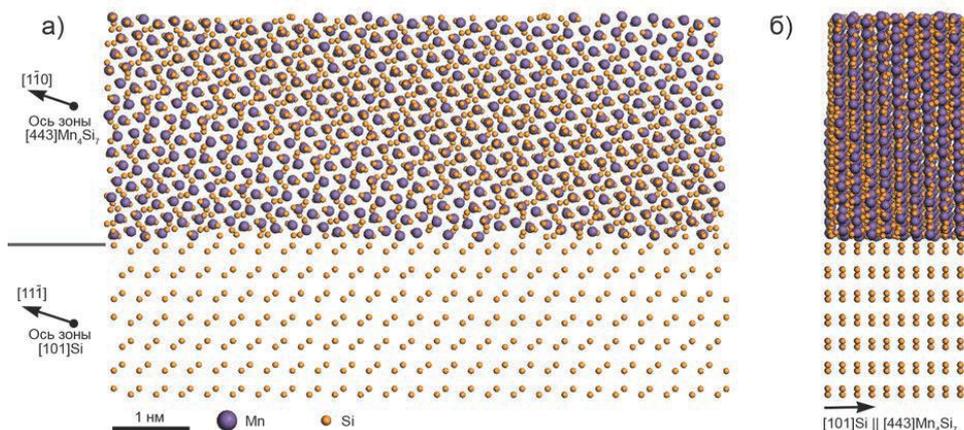


Рис. 3. Атомная модель границы раздела пленки высшего силицида марганца на кремниевой подложке. Стрелками указаны соответствующие направления в кристаллах Mn_4Si_7 и Si. Проекция на рисунках (а) и (б) развернута друг относительно друга на 90°

В работе проведено детальное комплексное исследование морфологии и структуры пленок высшего силицида марганца на кремнии и показано, что при взаимодействии марганца с подложкой кремния образуется пленка ВСМ с тетрагональной структурой Mn_4Si_7 (пр. гр. $P4c2$, $a = 0.552$ нм, $c = 1.751$ нм). Анализ разных стадий формирования пленки позволил предложить схему образования ВСМ на кремнии. Методами электронной дифракции, высокоразрешающей просвечивающей и высокоразрешающей растровой просвечивающей электронной микроскопии исследована структура границы раздела пленка/подложка и показано, что граница раздела является полукоррентной с образованием сетки дислокаций несоответствия. Показано, что на границе раздела пленка ВСМ/ Si-подложка отсутствует промежуточный или переходный слой. На основе экспери-

ментальных данных была построена трехмерная атомная модель структуры раздела. Построение расчетных электронно-микроскопических изображений атомной структуры с высоким разрешением показало хорошее соответствие с экспериментальными данными, что свидетельствует о верности предложенной модели границы раздела.

ЛИТЕРАТУРА

[1]. Камиллов Т.С., Ключковская В.В., Шарипов Б.З., Эрнст И.В., Зайцев В.К. Электрические и фотоэлектрические свойства гетерофазных структур на основе кремния и силицидов марганца. Ташкент: MERIYUS, 2014. 180 с. [2]. Nolph C.A., Vescovo E., Reinke P. // Appl. Surf. Sci. 2009. V. 255. P. 7642. [3]. Stadelmann P. 2012. The Java Electron Microscopy Software (JEMS). [http:// cimewww.epfl.ch](http://cimewww.epfl.ch)[4] Volmer M., Weber A. // Z. Phys. Chem. 1926. V. 119. P. 277.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЭКСТРУДИРОВАННЫХ ОБРАЗЦОВ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}\text{C}$ ПРИМЕСЯМИ Pb И Te

М.М.Тагиев

Азербайджанский Государственный Экономический Университет, г.Баку
E-mail: mail_tagiyev@mail.ru

Effect of tellurium impurities on the electrical conductivity σ , Seebeck coefficient α and Hall constant R of extruded samples $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}+0,001 \text{ at.}\% \text{ Pb}$ in the temperature range $77 \div 300 \text{ K}$ have been studied. It has been found that tellurium impurities up to $0,001 \text{ at.}\%$ compensating acceptor atoms of the Pb led to strong growth of the electron density, and therefore to an increase in σ , the values of α and R thus has been greatly reduced.

Твердые растворы систем висмут- сурьма являются перспективными материалами для создания низкотемпературных электронных термоэлектрических преобразователей. Особенно перспективными в этом направлении являются экструдированные материалы на основе систем Bi-Sb [1]. Введением в эти материалы донорных примесей Te или акцепторных примесей Pb удается значительно изменять концентрацию электронов и, вследствие этого, термоэлектрические параметры. При оптимальном значении концентрации электронов удается оптимизировать и значения термо- и магнитотермоэлектрической эффективности их твердых растворов.

Оптимизацию термоэлектрических параметров можно достичь и совместным легированием твердых растворов систем Bi-Sb акцепторными и донорными примесями. Однако из литературных данных, такие работы не проводились. Учитывая это, в данной работе исследовалось влияние донорных примесей Te на электрические свойства экструдированных образцов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$, содержащих акцепторные примеси свинца.

Экструдированные образцы $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ с примесями свинца и теллура были получены по технологии, описанной в [2]. Легирующие примеси Pb и Te вводились при синтезе. Из экструдированных прутков на электроэрозионной установке для исследования вырезались образцы в виде прямоугольных параллелепипедов размерами $(3 \times 5 \times 11) \text{ мм}$. Удаление нарушенного слоя, образующегося на поверхности образцов при резке, осуществлялось электрохимическим травлением. Отжиг образцов проводился в откачанных до давления 10^{-1} Па кварцевых ампулах при температуре $\sim 503 \text{ K}$ в течение 2 часов. Результаты исследований представлены на рис. 1 и таб. 1.

Электрические параметры измеряли вдоль оси экструзии (вдоль прутка) в интервале температур $77 \div 300 \text{ K}$ зондовым методом на постоянном токе.

Таблица 1
Зависимости электрических параметров экструдированных образцов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}+0,001 \text{ ат.}\% \text{ Pb}$ от концентрации Te (77K).

$\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}+0,001 \text{ ат.}\% \text{ Pb}+\text{Te}_x$				$\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}+\text{Te}_x$		
Содержание Te, ат.%	$\sigma, \Omega^{-1} \text{ см}^{-1}$	$\alpha, \mu\text{K}/\text{K}$	$R, \text{ см}^3/\text{Kl}$	$\sigma, \Omega^{-1} \text{ см}^{-1}$	$\alpha, \mu\text{K}/\text{K}$	$R, \text{ см}^3/\text{Kl}$
0	1462	-90	-5,0	5250	-182	-26,5
0,0001	2021	-172	-11,11	7574	-151	-14,5

0,0005	1604	-155	-10,63	7640	-161	-23,9
0,001	1502	-179	-12,52	18406	-57	-3,3
0,005	13752	-31	-0,72	20585	-36	-1,6
0,01	17027	-57	-0,69	22534	23	0,9
0,05	17941	-9	-0,96	24510	12	-0,3
0,1	15600	-4	0,0	24753	-7	-0,3

Видно, что знаки коэффициентов термо.эдс α и Холла Робразца, содержащего 0,001ат.% Рв отрицательны, но значения α и Rзначительно ниже, чем у нелегированного образца $Vi_{85}Sb_{15}$. При этом, под действием магнитного поля α и Rменяют свой знак с отрицательного на положительный [2]. Характер температурной зависимости α и Rдля этого образца, как и в случае нелегированного свинцом образца $Vi_{85}Sb_{15}$ полупроводниковый.

Полупроводниковым характером $\sigma(T)$ и $R(T)$ обладают и образцы, содержащие 0,0001÷0,001ат.%Te. Однако, в этих образцах абсолютные значения α и R в 2÷2,5 раза больше, чем в образце, нелегированном теллуром. Дальнейший рост концентрации теллура в образце $Vi_{85}Sb_{15}+0,001$ ат.% Рвсопровождается более сильным (в 10 раз) ростом σ и уменьшением значений α и R. Тип проводимости во всех случаях – электронный. Кроме того, образцы, содержащие 0,005÷0,1ат.%Te, имеют металлический характер $\sigma(T)$, что хорошо коррелируется зависимостями $\alpha(T)$ и $R(T)$ в них.

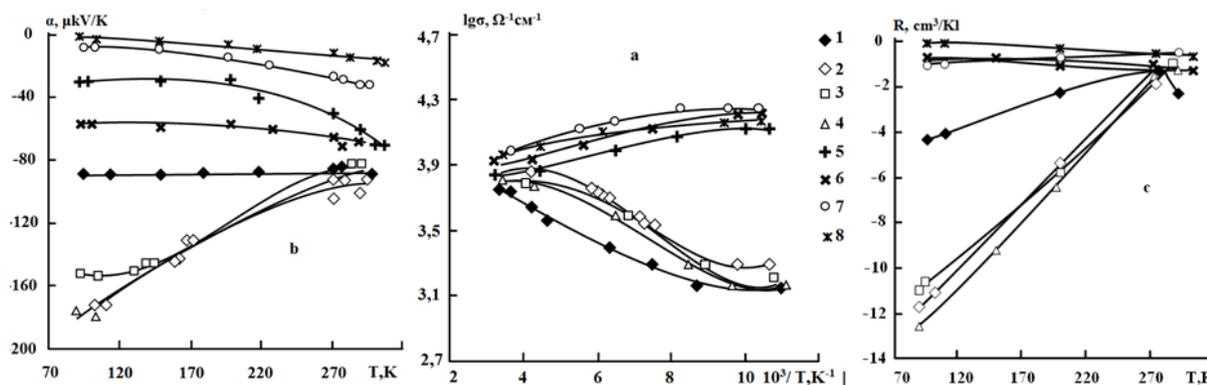


Рис.1 Температурные зависимости электропроводности σ (а), коэффициентов термоэдс α (в) и Холла R(с) образцов $Vi_{85}Sb_{15}+0,001$ ат.% Рв с примесью теллура. Кривые 1-8 относятся к образцам с 0; 0,0001;0,0005;0,001;0,005;0,01;0,05;0,1ат.%Te,соответственно.

Сплавы $Vi_{1-x}Sb_x$ представляют собой непрерывный ряд твердых растворов замещения.Весь интервал концентраций сплавов $Vi_{1-x}Sb_x$ разделяет на три характерные области: 1) полуметаллическая ($0 \leq x \leq 0,065$); полупроводниковая ($0,065 < x < 0,23$) и полуметаллическая ($0,23 < x < 1$)[3]. Электрические свойства сплавов $Vi_{1-x}Sb_x$ хорошо согласуются с этими данными.

Атомы свинца создают в твердом растворе $Vi_{85}Sb_{15}$ акцепторные уровни и, компенсируя электроны, приводят к уменьшению σ от $\sim 5250 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ для нелегированного образца до $\sim 1500 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ для образца с 0,001ат.% Рв. Данные по влиянию магнитного поля на σ образцов $Vi_{85}Sb_{15}$ с 0,001ат.% Рв показывают, что здесь в проводимости участвуют как электроны, так и дырки, т.е. электроны не полностью компенсированы акцепторными атомами свинца. При легировании экстрадированных образцов $Vi_{85}Sb_{15} + 0,001$ ат.% Рв, с донорными атомами теллура первоначально (до 0,001ат. %Te) происходит компенсация свободной части акцепторных атомов Рв, а затем рост концентрации электронов, т.е. рост σ и уменьшение абсолютных значений α и R. При этом характер $\sigma(T)$ и $R(T)$ становится металлическим. Для сравнения, в таблице 2 приведены данные по влиянию примеси теллура на электрические свойства чистого экстрадированного образца $Vi_{85}Sb_{15}$.

Из данных таблиц 1 видно, что компенсирующее действие примесей свинца имеет место при всех содержаниях теллура.

Таким образом, легированием экстрадированных образцов $Vi_{85}Sb_{15}$, содержащих 0,001 ат.% акцепторных примесей свинца, донорными примесями теллура удастся получить образцы с коэф-

фициентом термо.эдс, близким к коэффициенту термо.эдс чистого образца $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$, а электропроводностью равной $\sim 1500 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ при 77 К, которые могут быть рекомендованы в качестве п-ветви термоэлементов при температурах $\sim 77 \text{ К}$.

ЛИТЕРАТУРА

[1] М.М.Тагиев, Ф.С.Самедов, З.Ф.Агаев. Высокоэффективный экструдированный материал на основе $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$ для низкотемпературных электрических охладителей. Прикладная физика, 2 (1999) 123-125. [2] М.М.Тагиев, Д.Ш.Абдинов. Магнитотермоэлектрические свойства экструдированных образцов твердого раствора $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$, легированного свинцом. Неорганические материалы, 31 (1995) 1405-1407. [3] Н.Б.Брандт, С.М.Чудинов, В.Г.Караваев. Исследование бесщелевого состояния индуцированного полем в сплавах Bi-Sb. ЖЭТФ, 70 (1976) 2296-2317.

ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ И ЕМКОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ $\text{Au-Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$ -СТРУКТУРЫ С УЗКОЙ ОБЛАСТЬЮ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Р.Кабулов, А.Утениязов, М.Махмудов, С.Герасименко, О.Худаёров

Физико-технический институт Академии Наук Республики Узбекистан.
100084-Ташкент, Бодомзорйули 2Б, krr1982@bk.ru

Аннотация

Исследованы вольт-амперные и вольт-емкостные характеристики $\text{Au-Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S-Mo}$ - структурного фотоприемника на основе поликристаллического полупроводникового материала сульфида цинка кадмия ($\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$) фоточувствительного в узкой ультрафиолетовой области спектра излучения. Вольт-амперные характеристики данной структуры в исследованном диапазоне напряжения хорошо описываются степенными закономерностями $J=V^\alpha$, с различными значениями α . Оценены основные параметры структуры, которые хорошо согласуются с литературными данными.

Ключевые слова: Фоточувствительность, вольт-амперная характеристика, вольт емкостная характеристика, область объемного заряда.

1. Введение

Работа посвящена исследованиям вольт-амперных (ВАХ) и вольт-емкостных (С(V)) характеристик $\text{Au-Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S-Mo}$ - структурного фотоприемника на основе поликристаллического полупроводникового материала ($\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$) фоточувствительного в узкой ультрафиолетовой области спектра излучения. Данные фотоприемники применяются в системах контроля технологического процесса, где необходимо, чтобы фотодатчики не были чувствительны к фоновому окружающему излучению.

2. Экспериментальные результаты.

Фотодатчик $\text{Au-Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S-Mo}$ - создавался методом термического испарения золота (Au , 50 \AA) в вакууме 10^{-5} Торр на поверхность пленок $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$ (8 мкм), которые синтезировались газотранспортным методом в потоке водорода в квазизамкнутой системе при соиспарении соединений ZnS и CdS на молибденовую подложку (Mo) [1]. Источники ZnS , CdS и подложка из молибдена находились в установленном температурном режиме. В зависимости от параметров технологического процесса имеется возможность создавать фотоприемники, которые фоточувствительны, как в узкой, так и в широкой области спектра излучения от 300 до 500 нм. На рис.1 представлена экспериментальная спектральная чувствительность коэффициента собирания (S) $\text{Au-Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S-Mo}$ структуры, которая фоточувствительна в ближней ультрафиолетовой области спектра излучения, с максимумом на 370 нм. Анализ спектров фоточувствительности методом фотоотклика [2] показал, что за наблюдаемой областью спектральной фоточувствительности ответственными являются слои с ширинами запрещенной зоны 3,12 эВ.

На рис. 2 представлены экспериментальные результаты темновой ВАХ $\text{Au-Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S-Mo}$ структуры, в полулогарифмическом масштабе. Общий анализ ВАХ показывает, что структура обладает выпрямляющим свойством, определяемое как отношение прямого и обратного тока при

фиксированном напряжении $K = I_{forw}/K_{rev}$, которое составляет более четырех порядков при напряжениях $V > 1$ В.

На рис. 3 представлены экспериментальные результаты темновой обратной ветви ВАХ Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo- структуры, построенной в двойном логарифмическом масштабе. Как видно из рис.3, обратная ветвь ВАХ этого образца состоит из трех участков, которые описываются степенными зависимостями тока от напряжения: 1- $I = A_1 V^{\alpha_1}$ ($\alpha_1 \approx 0.47$); 2- $I = A_2 V^{\alpha_2}$ ($\alpha_2 = 0.98 \approx 1$); 3- $I = A_3 V^{\alpha_3}$ ($\alpha_3 \approx 2$). На первом участке ВАХ ток в зависимости от напряжения изменяется по закону $I \sim V^{1/2}$. Такая зависимость тока от напряжения объясняется неоднородностью базового слоя Zn_xCd_{1-x}S по составу [3]. Вероятно, в начале главную роль играет самый высокоомный (широкозонный) слой Zn_xCd_{1-x}S, подтверждением этого является появление зависимости $I \sim V^{0.5}$, которая присуща ВАХ структур в режиме эксклюзии [3].

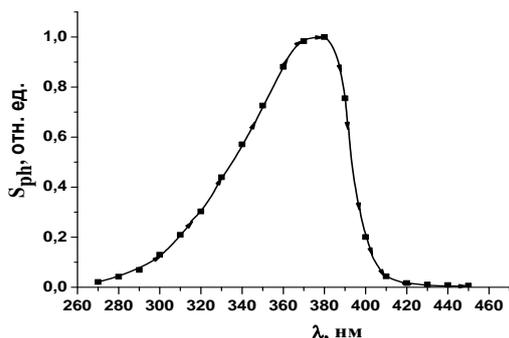


Рис.1. Спектральная чувствительность коэффициента собирания Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo структуры.

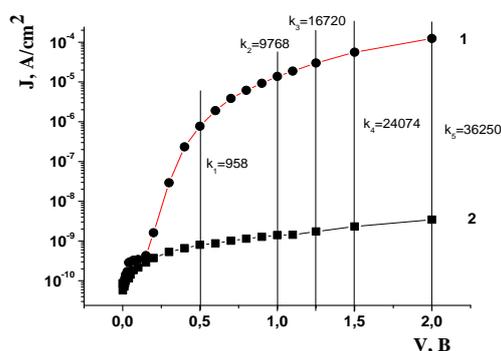


Рис.2 Экспериментальные результаты темновой ВАХ Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo- структуры, в полулогарифмическом масштабе (1 – прямая ветвь, 2 – обратная ветвь).

На рис. 4. представлены экспериментальные результаты C(V) характеристик Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo- структуры, измеренные на несущей частоте $f = 1$ кГц.

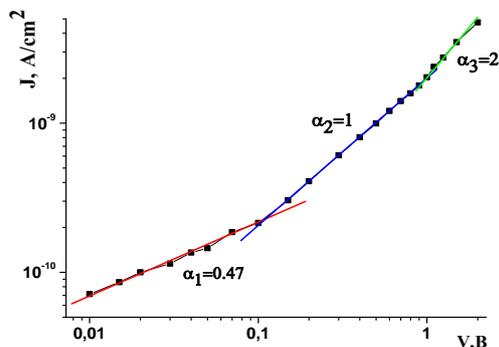


Рис.3 Экспериментальные результаты обратной ветви темновой вольт-амперной характеристики (ВАХ) Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo - структуры.

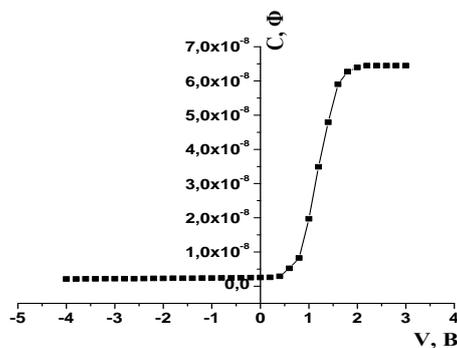


Рис.4 Экспериментальные результаты C(V) характеристик Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo- структуры, $f = 1$ кГц.

Данная зависимость $C(V)$ – характеристики указывает, что имеется структура металл – диэлектрик полупроводник (МДП). Она образуется, при напылении полупрозрачного собирающего золотого контакта на поверхность широкозонного слоя Zn_xCd_{1-x}S. $C(V)$ - характеристика исследуемой структуры при напряжениях смещения $V \sim (2 - 3)$ В выходит на плато (насыщение). Наличие полки в $C(V)$ – характеристике, в области положительного напряжения смещения, когда «+» потенциал подан на Au – контакт, объясняется тем, что емкость МДП структуры с диэлектрическим слоем намного больше емкости слоя объемного заряда, когда структура включена в прямом направлении тока, что подтверждается анализом ВАХ. Роль диэлектрика в данной структуре играют тонкие слои широкозонного Zn_xCd_{1-x}S слоя, где ширина запрещенной зоны (E_g) может меняться от

3,6 до 3,12 эВ. В наших образцах роль слоя диэлектрика играют, в сумме, слои $Zn_xCd_{1-x}S$ и слой объемного заряда структуры.

На плато $C(V)$ - характеристики величина емкости структуры $C \approx 6,445 \cdot 10^{-8}$ Ф. Оценим толщину диэлектрика (d) используя известную формулу плоского конденсатора:

$$C = \frac{\varepsilon_0 S}{d}, \quad (1)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 – диэлектрическая постоянная, S – площадь контакта, d – толщина диэлектрика. Из формулы получаем толщину $d \approx 0.01$ мкм. Так же из анализа $C(V)$ – характеристик можно оценить толщину области объемного заряда при термодинамическом равновесии $d(V=0) \approx 2,44$ мкм максимально предельного значения толщины области объемного заряда $d(C_{\min}) \approx 2,91$ мкм. Так же, из анализа $C(V)$ – характеристик структуры оценили величину встроенного потенциала, имеющего значение $V_b/q \approx 1.03$ эВ.

Анализ результатов $C(V)$ – характеристики структуры подтверждает, что на первом участке обратной ВАХ ток действительно ограничивается механизмом эксклюзии на границе высокоомного (широкозонного) слоя со слоем объемного заряда. Вслед за первым участком расположен участок ВАХ, на котором ток зависит от напряжения линейно (Омический участок). С ростом плотности тока высокоомный (широкозонный) слой модулируется, и ток на этом участке ВАХ определяется носителями тепловой генерации. При этом концентрация инжектированных неравновесных электронов из тылового контакта структуры намного меньше, чем концентрация равновесных тепловых носителей. Определенное из наклона линейного участка сопротивление структуры составляет $R \approx 6,6 \cdot 10^8$ Ом, с удельным сопротивлением $\rho \approx 5,77 \cdot 10^{11}$ Ом·см. Такому значению ρ соответствует концентрация равновесных носителей $n_i = 1,08 \cdot 10^{15}$ см⁻³ при значении $\mu_n \approx 100$ см²/В·с. Полученные результаты n_i по величине практически совпадают с собственной концентрацией – n_i ($6,2 \cdot 10^{13}$ см⁻³ для $E_g = 3,6$ эВ и $6,2 \cdot 10^8$ см⁻³ для $E_g = 3,05$ эВ) $Zn_xCd_{1-x}S$ при комнатной температуре [4].

Рассмотрим третий участок обратной ветви ВАХ. Согласно [5, 6] вслед за линейным участком ВАХ появляется квадратичная зависимость тока от напряжения смещения ($J \sim V^2$), которая обусловлена инжекцией дырок из тылового контакта. Проведенные анализы показали, что в данном участке ВАХ протекает дрейфовый ток и в базе структуры доминируют рекомбинационные процессы, описываемые статистикой Шокли-Рида, ВАХ в этом случае имеет следующее аналитическое выражение [5,6]:

$$V = \sqrt{\frac{8w^3 J}{9q\mu_p \mu_n \tau_p N_D}} = B_0 \sqrt{J}. \quad (2)$$

Здесь μ_p , τ_p – подвижность и время жизни дырок, μ_n – подвижность электронов, J – плотность тока, w – толщина базы. Используя экспериментальные результаты, вычислим значение произведения подвижности на время жизни дырок: $\mu_p \tau_p \approx 4,12 \cdot 10^{-6}$ см²/В. При этом сначала по наклону зависимости $J \sim V^2$ (см. рис. 3) определяем величину $B_0 \approx 8,3 \cdot 10^3$ В·см·А⁻¹, значение $N_D = n_i \approx 10^{15}$ см⁻³, берем из линейного участка ВАХ. По этим данным вычисленные значения τ_p , при $\mu_p = 10$ см²/В·с, оказалось равным $\tau_p \approx 4,12 \cdot 10^{-7}$ с.

Ссылки

- [1] Ш.А.Мирсагатов, А.А.Мавлонов. 2013. Гелиотехника, №1, 58. [2] Ohata K., Saraie I., Tanaka J. 1973. Jap. J. Appl. Phys. Vol. 12. – P. 1198. [3] Ш.А. Мирсагатов, А.Ю. Лейдерман, Б.У. Айтбаев, М.А.Махмудов. 2009, ФТТ **51**, 1917-1923. [4] Берченко Н.Н., Кревс В.Е., Средин В.Г. Полупроводниковые твердые растворы и их применение: Справочные таблицы. –М.: Воениздат, 1982. – с.с. 61-68. [5] И.М. Викулин, В.И. Стафеев. Физика полупроводниковых приборов. 1980. Сов. радио, М. 296 с. [6] М.Ламперт, П.Марк. Инжекционные токи в твердых телах. 1973. Мир, М.С.210.

НАНОКЛАСТЕРЛИ ГЕРМАНИЙЛИ КРЕМНИЙ НАМУНАЛАРИНИ ЗАМОНАВИЙ ДИФРАКТОМЕТР ҚУРИЛМАСИДА ЎРГАНИШ

Э.Б. Сантов

Тошкент давлат техника университети,
Тошкент шаҳар, Университет кўчаси 2 уй.
E-mail: elyor.saitov@yandex.ru

Бугунги кунда қайсики давлатнинг дунё миқёсидаги ўрни унинг илмий кадрлари, замонавий технологияга эга эканлиги ва энергетик салоҳияти билан баҳоланмоқда. Яримўтказгичли асбоб қурилмалари ривожини кунсайин ортиб бормоқда. Ушбу ишда Si намунасидаги қиришма атомларининг микро ва нано кластерини замонавий дифрактометр қурилмалари ёрдамида кремний кристалларидаги қиришма атомларининг жойлашишлари ўрганиб чиқилди.

Фотоэлементларнинг параметрларини яхшилашнинг аниқ усуллари билан бири-бирига таъсирларнинг фотогенерацияси учун қуёш нури спектрининг $h\nu < E_g$ энергияли қисмидан фойдаланишдир. Маълумки, қуёш нури спектрининг асосий қисми (44%) $\lambda = 0,75 \div 3$ мкм инфрақизил нурлар соҳасида жойлашган. Бу энергиядан анъанавий кремний асосидаги қуёш элементларида фотоэнергияни электр энергиясига айлантириш жараёнида фойдаланилмайди. Шунингдек, замонавий фотоэлементларда ортиқча фотон энергиясидан $\Delta E = h\nu - E_g$ фойдаланиш имконияти йўқ, сабаби термолизация эффекти натижасида бу энергия иссиқликка айланади ва фотоэлементни қизишига олиб келади, бу эса ўз навбатида унинг параметрларини ёмонлашишига сабаб бўлади. Замонавий фотоэнергетикада термоизоляция эффектини камайтириш ҳамда Қуёш спектрининг УБ ва кўринадиган нурлар қисмини ютилиш коэффициентини ошириш учун $A^{III}B^V$ бирикмаларини яримўтказгичлар асосида кўп поғонали фотоэлементлар ишлаб чиқилган. Кўп поғонали фотоэлементлар юқори ФИК га эга бўлсада, уларни олиниш технологияси ўта мураккаб ва таннархи қиммат хисобланади. Бу фотоэлементларнинг таннархи анча юқори бўлганлиги боис амалиётда қўлланишида бир қатор қийинчиликларга сабаб бўлади. Бинар нанокластерли қиришма атомларига эга бўлган кремнийни янги турдаги яримўтказгич материаллар сифатида функционал имкониятларини экспериментал тадқиқ қилиш ва улар асосида кенг соҳадаги спектрал сезгирликка эга бўлган интеграл (кўп ўтишли) фотоэлементлар яратиш шу куннинг долзарб муаммоларидан хисобланади [1].

Янги таклиф қилинаётган диффузия жараёни тубдан, яримўтказгич материалларнинг электрофизик хусусиятларини кашф этилишига сабаб бўлиб келмоқда. Биз шу бугунги кунгача яримўтказгич материалларини сиртий ўрганиб келган бўлсак, эндиликда диффузия жараёнидан сўнг бутун хажм бўйича кластерларни кремний пластинкаларида тақсимотини ўрганмоқдамиз.

Яримўтказгич намуна сифатида КДБ – 1 маркали кремний (Si таглиги) ориентацияси (111) танланди. Қуйидаги микроскопларимизда намуна сиртидаги кластерларни кўришимиз учун ва юза текислигини ошириш мақсадида, уларни яхшилаб сайқаллаш зарур бўлади. Кремний намунаси учун икки томонлама сайқалланиши қалинлиги (палирофка қилинган) 40 ± 20 мкмни ташкил этди. Сайқаланган кремний намунасининг ғадир будурлиги 10 нмни ташкил этади.

Намуналарда пайдо бўлган оксид қатламни олиб ташлаш мақсадида уларни (HF) плавкислотада чайиб олинди. Намуналарга $8 \pm 0,5 \times 10^{-5}$ Торр босимдаги вакуум шароитида никель (Ge) қатлами ўтказилди. Ge қатламини спералсимон ўралган вольфрам орқали юқори ҳароратда германий атомлари учирилди. Олинган қатлам қалинлигининг назорати учирилишини аниқлаш учун, намунанинг бир нуқтаси танлаб олинган бўлиб, бу бирор бир микродорнинг бутун юза бўйлаб текис бўлганини усули билан амалга оширилди. Намунага Ge сепишдан олдин, кўз илғамас ифлосликларни тозалаш мақсадида $+50$ дан 300 °C гача киздирилди.

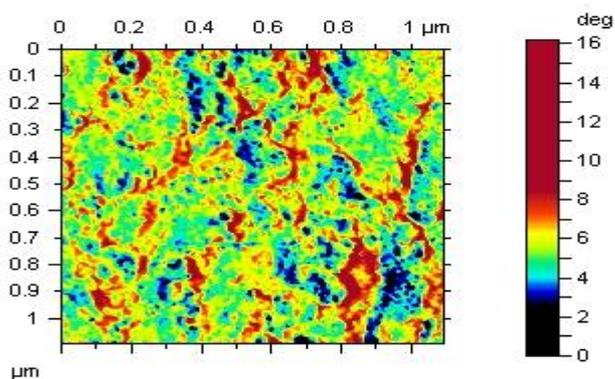
Намуналарни 4 хил маркалари танлаб олиниб, уларни бир хил шароитда тахминан 4 мк Ge қатлам (ВУБ - 5) қурилмаси ёрдамида ўтказилди.

Суол маркали диффузия печимизда берилган вакуум шароитида $\sim 8 \pm 0,5 \times 10^{-5}$ Торр иссиқлик $600 \div 1300$ °C ҳароратда, намуналарга мос равишда 1, 2 ва 3 соат давомида ишлов берилди.

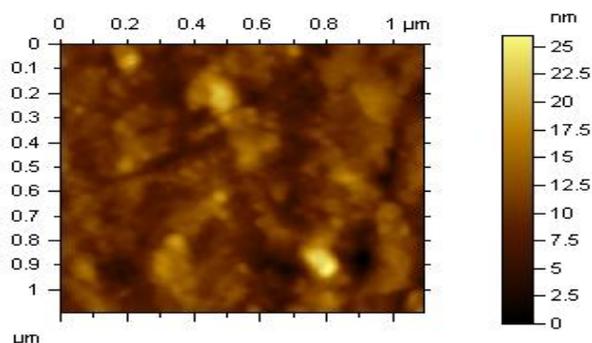
Намуналарга иссиқлик узатилиши (нурланиш, иссиқлик ўтказувчанлик ва конвекция орқали) амалга оширилди.

Ушбу намуналарда германий кластерларини тақсимотини яхшироқ ўрганиш мақсадида (АКМ), атом кучлари микроскопи ёрдамида ўрганилди [2]. Ушбу микроскоп хозирда юқори сезувчан зондда ишлайди ва микродан нано ўлчамлардаги кластерларнинг структуралари аниқлаш имконини беради. Кремний намунаси юзасидаги хар қандай киришмаларнинг ўрнашган уч ўлчамдаги тақсимоти ўрганиш мақсадида, намуналари юзасидаги германий кластерларнинг тақсимоти юқоридаги 1,2,3,4-расмларда келтирилди.

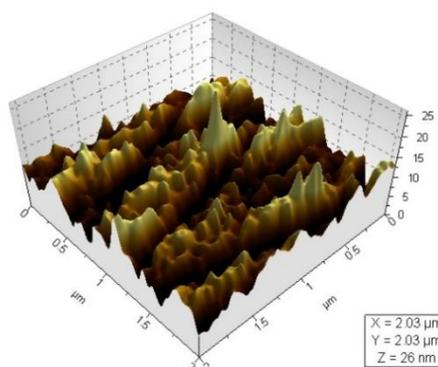
Яримўтказгичли материалларнинг ўзига хос хусусиятларидан бири бу киришмаларни киритиш йўли орқали, уларнинг элементар панжараларининг ўзгаришидир. Юқорида олинган намуналарни X'Pert Powder номли дифрактометрда ўрганиб чиқилди [3].



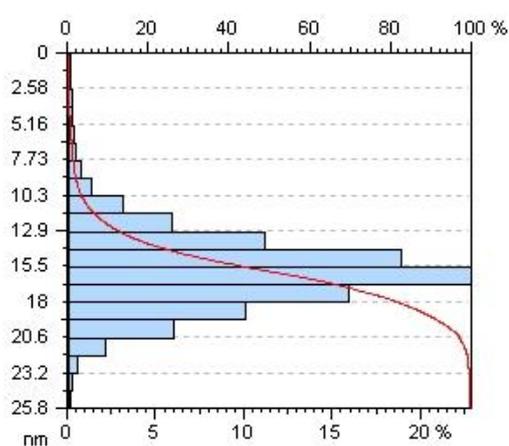
1 – расм. Ge кластерларига эга бўлган Si намунасининг киришмаларни ранг бўйича сирт топологияси тасвири (АКМ)да.



2 – расм. Ge кластерларига эга бўлган Si намунасининг сирт топологияси тасвири (АКМ)да.



3 – расм. Si намунасидаги Ge кластерларини сиртдаги тақсимоти тасвири (АКМ)да.



4 – расм. Ge кластерларига эга бўлган Si намунасидаги кластерларини ўлчамлар бўйича тақсимот тасвири (АКМ)да.

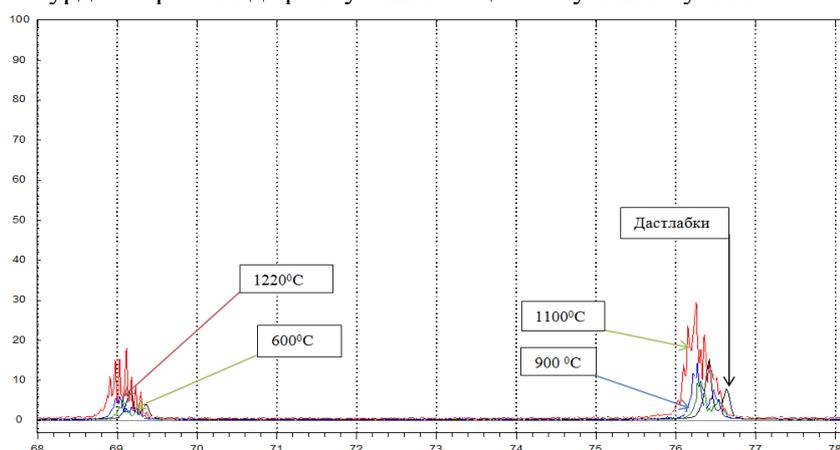
Ушбу қурилмани қисқача таснифини X'Pert Powder дифрактометрда намуналарни пластинка ҳолатда аниқлайди. Хар қандай бурчак остида намуналарга рентган нурларини Θ - Θ узата олади. Тўғридан тўғри маълум барчак остида юқори аниқликда оптик кузатув тизими (DOPS). Оптик модуллаш ва калибрлаш тизими юқори сифатга эга. Ноёб юқори сифатли рентген трубкаларида ишлайди.

Ушбу намуналаримизнинг берган пиклари хар бир ҳароратлар учун маълум ранглар танланган бўлиб, ушбу бурчакдаги дастлабки кремний намунасининг пиклари билан Ge кластерларига эга бўлган кремний намуналарини яққол солиштириб кўришимиз мумкин бўлади. Юқоридаги намуналарнинг 68° дан 78° бурчаккагача бўлган пикларини устма уст жойлаштирилди.

5 – расмда турли ҳароратларда олинган намуналарнинг 69⁰ ва 76,5⁰ бурчақлари остидаги кремний намуналарининг пиклари тасвири келтирилди. Даставвал ушбу намуналардан ҳарорат фотоэлементлар тайёрланди ва уларни юқори сезувчанликка эга эканлиги аниқланди.

№	Самарадорлик, (%)		
	Si асосидаги дастлабки қуёш элементлари	Si <B;Ge> асосидаги қуёш элементи	
		Қўшимча ҳароратда ишлов берилмаган SiGe микрогетероўтишга эга бўлган қуёш элементи ФИК	Янги таклиф этилаётган SiGe микрогетероўтишли қуёш элементлари ФИК
1	17,1	17,9	20,6
2	17,3	17,7	20,8
3	17,9	17,8	20,7
4	17,2	17,5	20,5
5	17,2	17,9	20,9
6	17,1	17,8	20,5

Германий кластери–p–Si структура ВАТ гетероўтиш характерга эга бўлмасдан, тўғрилаш характерига эгадир. Маълумки кремнийда Ge донор киришмаси вазифасини бажаради ва энергиялари, бўлган иккита энергетик сатҳни ҳосил қилади. Ge электр фаол атомларининг T=1300⁰C даги максимал концентрацияси 10¹⁴ см⁻³ ни ташкил қилади. Шу сабабли бор концентрацияси 2 x 10¹⁵ см⁻³ бўлган p–турдаги кремнийда p–n–ўтишнинг ҳосил бўлиши мумкин эмас.



3 – расм. 26 – 30 градус бурчақлар остидаги кремний намуналарининг пиклари тасвири

Шунинг учун намунадаги кластер-кремний структураси металл-яримўтказгич структураси дейишимиз мумкин ҳамда дифрактометрда олинган ҳар хил ранглардаги пиклардан кўришимиз мумкинки назорат учун қўйилган намунага нисбатан таркибида германий кластерлари бор 900⁰C ва 1100⁰C ҳароратлардаги намуналарнинг пиклари маълум бурчакка сурилгани гетероўтиш ҳосил бўлганлиги билан баҳолаш мумкиндир.

Паст ҳароратли диффузия жараёнидан сўнг, Si панжарасида киришма атомларини жойлашиши кирган атомлар натижасида дифрактометр тахлилига асосан маълум бурчакка сурилгани билан исботланди. Бу эса ўз навбатида юқори электрофизик сезувчанликка эга кремний намуналарини олиш ва улар асосида янги турдаги фотоэлементлар олиш имконини беради.

Муаллиф ф.м.ф.д профессор М.К Боходирхановга қимматли маслаҳатлари ва фикрлари учун ўз миннатдорчилигини билдиради.

АДАБИЁТЛАР

[1] M. K. Bakhadyrkhanov, S.B.Isamov, and N.F.Zikrillaeв IR Photodetectors in the Range of $\lambda=1,5-8\mu\text{m}$, Based on Silicon with Multicharged Nanoclusters of Manganese Atoms,

Microelectronika Vol. 41, No. 6, pp. 433-435.2012. [2] B. A. Abdurakhmanov, M. K. Bakhadir Khanov, E.B Saitov and other// Formation of Clusters of Impurity Atoms of Nickel in Silicon and Controlling Their Parameters Nanoscience and Nanotechnology, Vol. 4 No. 2, 2014.

ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МИКРОСТРУКТУРУ И СОСТАВ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ ОКСИДА МОЛИБДЕНА

О.М.Турсункулов, В.В.Ким, Ш.Маматкулов

Государственное предприятие «Учебно-экспериментальный Центр высоких технологий» (УЭЦВТ)
100174, г. Ташкент, Алмазарский р-н, Талабалар шахарчаси 3а,
E-mail: oybtm09@gmail.com

Аннотация

В работе представлены экспериментальные результаты исследований воздействия импульсного лазерного излучения различной интенсивности на поверхность и объем оксидов молибдена. Показано, что с изменением режима обработки поверхности оксида металла происходит последовательное удаление окисного слоя и при увеличении интенсивности реструктуризации поверхности. При этом удаление окисного слоя осуществляется излучением плотностью мощности не менее 10^6 Вт·см².

Ключевые слова: импульсное лазерное облучение, оксид молибдена, морфология, состав

Введение

В настоящее время лазерные процессы обработки материалов широко применяются в промышленности, при этом технологические системы генерации лазерного излучения, устройства их фокусировки и наведения, являются основным оборудованием, используемым в целях металлообработки [1-5]. В связи с этим, проводятся фундаментальные и прикладные научно-исследовательские работы, опытно-конструкторские и технологические разработки в области разработки лазерных технологических процессов сварки, резки, гравировки, маркировки, сверления, упрочнения и поверхностной очистки различных материалов применяемых в металлургической промышленности [6]. В тоже время, в полупроводниковой промышленности лазеры используются главным образом для обработки подложек (резки германиевых и кремниевых пластин, поликора и керамики, на которой создаются полупроводниковые структуры) или для их финальной обработки, в частности, для подгонки уже изготовленных микронных компонент [7,8]. Авторы сталкивались с проблемами несовершенства поверхности металлических пленок при синтезе наноструктурных материалов. В частности, в процессе получения тонких пленок графена на медной подложке методом химического парофазного осаждения, приходилось многократно изменять технологические режимы, модернизировать установку, чтобы получить углеродную пленку в нескольких атомных слоях. Даже использование особо чистых материалов и химических компонент не позволяли получить равномерную тонкую структуру графена. Проблема в том, что предварительный термоотжиг медной пленки в потоке метана приводит к изменению поверхности металла, при котором на отдельных участках формируется однослойный графен высокого качества, а на других образуются многослойные аморфные структуры. Поэтому мы предполагаем, что обработка поверхности металлических пленок импульсным лазером, позволит провести термоотжиг поверхности с минимизацией термодиффектов на поверхности [9].

Методика эксперимента

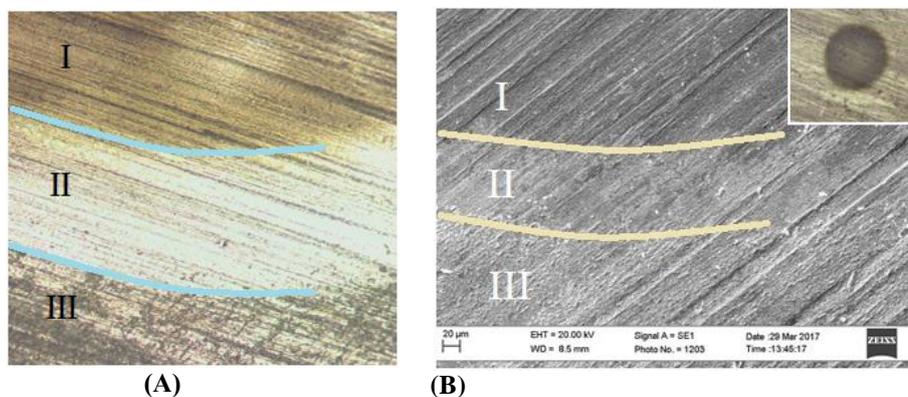
В качестве основного материала для изучения воздействия импульсного лазера на металлическую поверхность, была использована молибденовая пластинка толщиной 300мкм. Поверхность металла была покрыта окислом, толщиной составляющей около 500А. Эксперименты проводились с использованием пикосекундного полупроводникового лазера с диодной накачкой модели - DPSS PL2231-50-SH/TH/FH (производитель – EKSPLA). Длина волны излучения 1064нм (1,06мкм), максимальная энергия в импульсе 40мДж, длительность импульса равнялось 28пс, частота следования импульсов 50Гц. Обработка лазером поверхности мишени из оксида металла осуществлялась на металлическом держателе, позволяющем сканировать в плоскости XY с разрешением 100мкм. Для фокусировки лазера на поверхности была установлена фокусирующая линза

$F=120\text{мм}$. При максимальной пиковой импульсной мощности лазера можно обеспечивать плотность мощности в зоне обработки до 10^{12}Вт/см^2 . Исследование микроструктуры поверхности образцов осуществляли методом оптической микроскопии с использованием поляризационного микроскопа Axlo Scope (AXIO) со встроенной цифровой камерой AXIOCam ERc5S. Морфологические исследования проводились с помощью сканирующего электронного микроскопа SEM - EVO MA 10, а составы структур определялись с помощью энерго-дисперсионного элементного анализатора марки EDX (Oxford Instrument)– Aztec Energy Advanced X-act SDD. Рентгеновские исследования образцов выполнялись на рентгеновской дифрактометре «Panalytical Empyrean» оснащенной Cu трубкой ($K\alpha_1=1.5406\text{\AA}$). Измерения проводились при комнатной температуре в интервале углов 2θ , в диапазоне от 20° до 90° в режиме пошагового сканирования с шагом 0.02 градуса и временем накопления сигнала в точке 5с . Воздействие импульсного лазера на поверхность молибденовых пластин проводилось следующим образом: 1) поверхность обрабатывалась радиальным пятном с размеров 200 мкм и плотностью мощности достигающая до $10^6\text{Вт}\cdot\text{см}^2$ (число импульсов $N=2$). При этом после каждой обработки образец смещался на 100мкм по оси XY. Таким образом проводилась обработка поверхности на участке $1,5\times 1,5\text{см}$. 2) Следующая обработка проводилась также, как и в первом случае, но плотность мощности достигла до $10^8\text{Вт}\cdot\text{см}^2$ (число импульсов $N=50$). Было обработана поверхность молибденовой пластины размером $3\times 2\text{ см}$.

Результаты эксперимента и обсуждение

Микроструктура поверхности молибденовой фольги после облучения импульсным лазером представлена на рис 1. Для обработки большой площади, было проведено сканирование по поверхности пластины импульсным лазерным облучением, за счет перемещения пластины по осям X и Y. Таким образом была получена обработанная область $1,5\times 1,5\text{ см}$.

Как видно из рисунка 1, изображения, полученные с использованием оптического микроскопа, в зоне лазерного облучения формируется радиальная область, состоящая из двух участков (III- поверхность самого образца, II- внешняя область лазерного пятна, I- внутренняя область пятна). Следует отметить, что поверхность образца и внешней граничной области имела разное окрашивание, что свидетельствует об образовании различных оксидных фаз молибдена с различной толщиной. Согласно изображениям сканирующего микроскопа, при облучении за счет воздействия лазерных импульсов длительностью 28пс , где энергия в импульсе равнялась 10мДж , длительность импульса равнялась 28пс с частотой 50Гц , а плотность мощности лазера составляла около $10^6\text{ Вт}\cdot\text{см}^2$ (число импульсов $N=2$) не наблюдается значительное изменение поверхности металла, что свидетельствуют продольные линии проката молибдена. В тоже время, результаты анализа энерго-дисперсионного элементного анализатора показали, что центральной части лазерного пятна происходит удаление оксидного слоя, а граничной области заметное уменьшение концентрации кислорода (см рис. 2 (С)). Возможным механизмом удаление окисла с поверхности металлических оксидов под действием импульсного лазерного излучения, обусловлено возникновением ударного термического воздействия волны за счет испарения оксидного слоя из поверхности металла. В этом случае поверхность металла поглощает воздействующее на нее излучение, и происходит расширение металла при нагреве или испарение оксида [10-11].



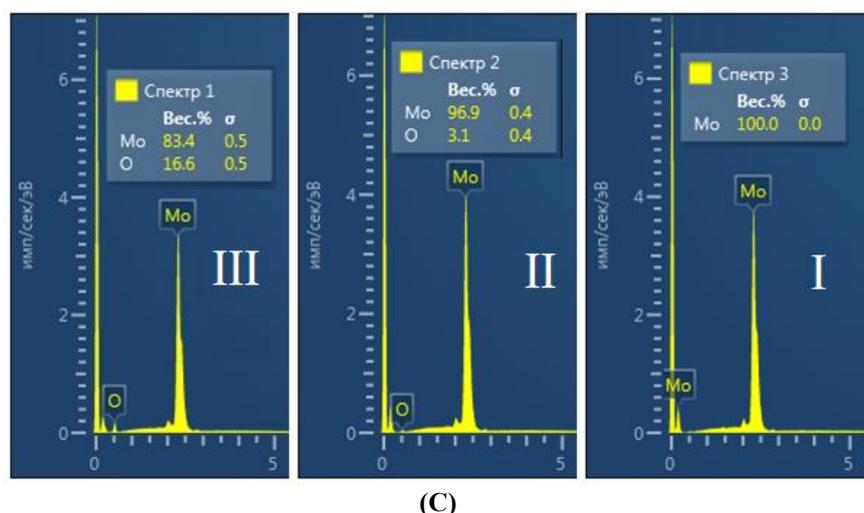
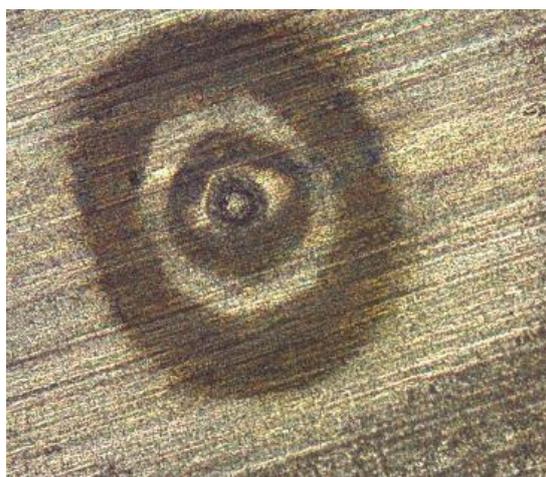
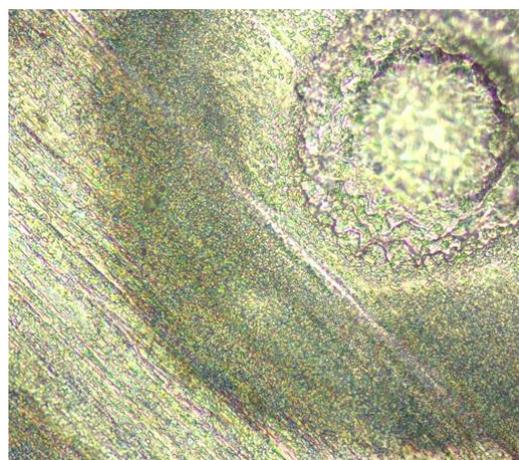


Рис. 1. Микроструктура ((А), (В)) и элементный анализ (С) поверхности молибденовой пластины обработанный импульсным лазерным излучением 10^6 Вт/см² с энергией в импульсе 10мДж (число импульсов N=2). Наблюдаются участки III- поверхность металла, II-участок внешней границы лазерного пятна и I-внутренняя граница лазерного пятна.

При воздействии на металл импульсным лазерным излучением с плотностью мощности порядка 10^8 Вт·см² (число импульсов N=50) происходит реструктуризация поверхности под действием переменных упругих напряжений, возникающие за счет воздействия лазерных импульсов длительностью 28пс, где энергия в импульсе равнялась 14мДж, длительность импульса равнялось 28пс с частотой 50Гц. В данном случае происходит переменный нагрев, и охлаждение материала в короткий промежуток времени, при котором металлическая поверхность подвергается термопластическому нагружению. Как правило, предел прочности металлической поверхности находится ниже предела упругости, а предел прочности на растяжение в приповерхностной области меньше чем на сжатие [12]. Поэтому импульсное лазерное облучение, сфокусированное в форме радиального пятна в диаметре до 200мкм способствует возникновению области плавления, как в самой локальной области, так и окружающую область облучения. На рис. 2 представлены снимки оптической сканирующей микроскопии, а также элементный анализ обработанных пластин. Как видно из изображений оптической микроскопии и сканирующего электронного микроскопа, интенсивность импульсного лазерного излучения была максимальной в центре облученного пятна и спадала по направлению его краев при облучении импульсным лазером до 10^8 Вт·см².



(А)



(В)

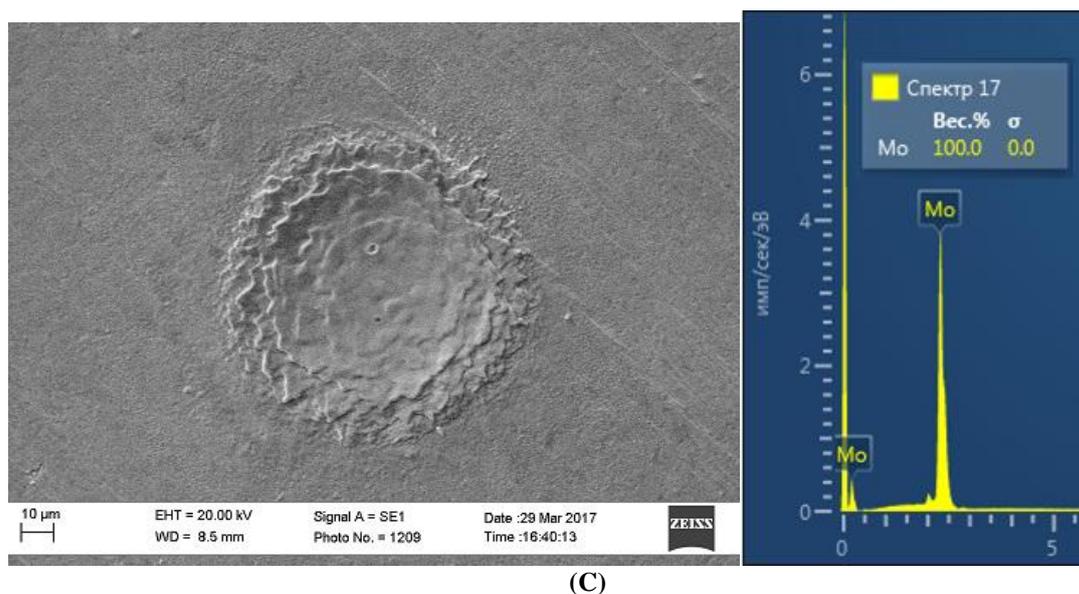
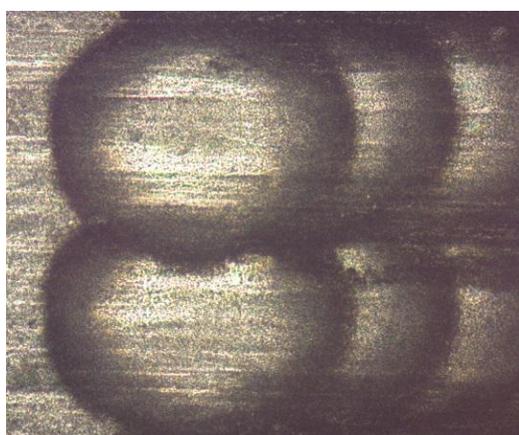


Рис. 2. Микроструктура (А) при 100 кратном увеличении и (В) 500 кратном увеличении и элементный анализ пятна (С) импульсного лазерного излучения 10^8Вт/см^2 с энергией в импульсе 14мДж (число импульсов N=50).

Вследствие многократного воздействия на один участок (число импульсов N=50) в центре пятна формируется углубление в форме кратера (рис. 2), из которого произошло испарение материала. Брызги оплавленного металла неравномерно распространились вокруг кратера. При этом элементный анализ показывает удаление окисла по всей поверхности кратера. Таким образом воздействуя на поверхность импульсным лазером плотности мощности до 10^8Вт/см^2 с одновременным перемещением образца можно получить однородные стрипы, т.е. полосы, сформированных из радиальных пятен лазера рис. 3 (А, В). Рентгеноструктурный анализ поверхности молибдена, обработанного импульсным лазерным излучением в различных режимах представлен на Рис 3 С. Как видно из дифракционных спектров, для двух режимов обработки (I-спектр плотность мощности 10^8Вт/см^2 ; II-спектр плотность мощности 10^6Вт/см^2) наблюдались идентичные пики 2θ равные 40.50° , 58.59° и 73.65° , которые соответствуют кристаллографической ориентации (110), (200), (211). В тоже время, интенсивность рентгеновских пиков незначительно увеличились при воздействии плотности мощности лазерного излучения 10^8Вт/см^2 . При воздействии лазерного излучения фиксированного диапазона с поверхностью оксидов металла происходит частичное поглощение излучения, вследствие чего металл нагревается. Затем плавится приповерхностный слой с последующим удалением оксидной пленки, формируется плазма и происходит интенсивное испарение металла в кратковременный промежуток.



(А)



(В)

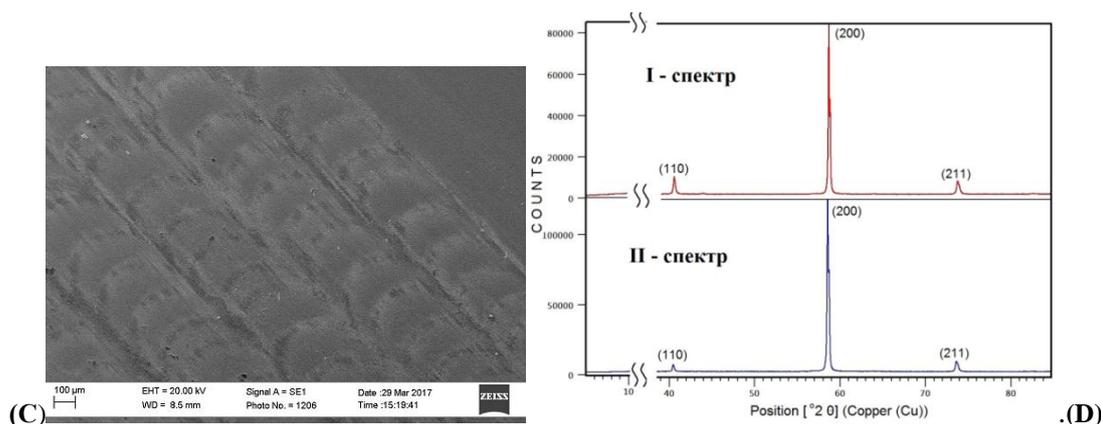


Рис. 3. Микроструктура (А), (В), (С) поверхности молибденовой пластины обработанный импульсным лазерным излучением 10^8Вт/см^2 с энергией в импульсе 14мДж (число импульсов $N=50$). Рентгеновские спектры (D) пластин (I-спектр плотность мощности 10^8Вт/см^2 ; II-спектр плотность мощности 10^6Вт/см^2)

Закключение

Взаимодействие лазерного излучения с металлической поверхностью является многофакторным процессом, которая связана с механизмами нагрева, плавления, испарения, абляции, а также ударными воздействиями. При этом основными характеризующими параметрами взаимодействия лазера с веществом определяется пространственно-временными свойствами, физическими характеристиками (плотность мощности, длительность импульса, энергия в импульсе), в том числе ударная генерация тепла и массопереноса. Исходя из выше изложенных результатов можно сделать следующие выводы: При воздействии импульсным лазерным излучением с плотностью мощности до $10^6 \text{Вт}\cdot\text{см}^2$ (число импульсов $N=2$) возникает удаление поверхностного оксидного слоя на пластинах оксида молибдена. При этом значительное изменение поверхности образцов не наблюдается. Обработка поверхности молибденовых пластин импульсным лазерным излучением с плотностью мощности до $10^8 \text{Вт}\cdot\text{см}^2$ (число импульсов $N=50$) приводит к удалению поверхностного окисного слоя, локальному плавлению и частичной рекристаллизации поверхности металлической пленки. Изменяя координату расположения образца, были получены равномерные полосы радиального пятна лазера. Следует отметить, что модификация поверхности и объема материала также зависит от его состояния и физико-химических свойств, таких как поглощательная способность, плотностью плазмы, структурного и элементного состава вещества.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ю.М. Климков, В.С. Майоров, М.В. Хорошев, 2014. Взаимодействие лазерного излучения с веществом: учебное пособие. М.: МИИГАиК. 108 с. [2] Жихарев А.В., Баянкин В.Я., 2015. Влияние сфокусированного импульсного лазерного излучения на изменение состава и микротвердость поверхностных слоев системы $(\text{Cu}_{50}\text{Ni}_{50})+\text{C}$. Физика твердого тела. т.57, вып.5, С.833-843 [3] Huang, Y., Liu, S., Zhu H. ARipple, 2011. Microstructure Formation on a Uniform-melted Material Surface by Nanosecond Laser Pulses. Physics Procedia. Vol. 20. P. 442-448. [4] Ахманов С.А., Емельянов В.И., Коротев Н.И., Семинов В.Н., 1985. Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность полупроводников и металлов: нелинейно-оптические эффекты и нелинейно-оптическая диагностика. Успехи Физических Наук. т.147, вып.4. С.675-739. [5] Bergstrom, D. J., Powell, A.F., Kaplan H., 2007. The absorbance of steel to Nd:YLF and Nd:YAG laser light at room temperature. Applied Surface Science. Vol. 253. P. 5017-5028. [6] Р.В. Арутюнян, В.Ю. Баранов, Л.А. Большов, 1989. Воздействие лазерного излучения на Материалы. Наука, М. С.367. [7] Гнатюк В.А., Городниченко Е.С., 2003. Влияние импульсного лазерного излучения на морфологию и фотоэлектрические свойства кристаллов InSb. Физика и техника полупроводников. Т. 37, № 4. С. 414-416 [8] Винцент С.В., Зайцев В.Б., Зотеев А.В., Плотноков Г.С., 2002. Низкопороговое дефектообразование и модификация поверхностных слоев германия при упругих и упруго-пластических воздействиях импульсного лазерного луча. Физика и техника полупроводников. Т. 36, № 8. С. 947-952. [9] Tursunkulov Oybek, Bunyod Allabergenov, LiLiHe, Jinxing and Sungjin Kim, 2012. "Fabrication and characterization wafer-scale pattern of graphene films grown by chemical vapor deposition for nano-device application". The 10th International Nanotech Symposium and Nano-Convergence Expo NANO KOREA, Seoul, Korea August 16-18, p.1202-326. [10] Кузнецов А.П., Александрова А.С., Бужинский О.И.,

2014. Очистка поверхности металлических зеркал систем оптических диагностик на ИТЭР излучением волоконного лазера. Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Сер. Термоядерный синтез, т. 37, вып. 4, с. 49—59. [11] Железнов Ю.А., Малинский Т.В., Миколуцкий С.И., 2014. Обработка поверхности титана наносекундным лазерным излучением. Письма о материалах. т. 4 №1. С. 45-48. [12] Шибков А.А., Золотов А.Е., Гасанов М.Ф., 2015. Влияние импульсного лазерного ИК-излучения на полособразование и прерывистую деформацию алюминий-магниевого сплава АМг6. Письма в ЖТФ. 2015. т 41. вып. 24. С.70-76

НАНОСТРУКТУРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ОЧИСТКИ ВОДЫ И ГАЗОВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ

Р.Р. Хайдаров¹, Р.А. Хайдаров¹, О.У. Гапурова¹,
В.Б. Наумовский¹, И.Т. Гарипов¹, Б.Б. Нурмамедов²

¹Институт Ядерной Физики АН РУз100214,
пос. Улугбек, г. Ташкент, Узбекистан,
E-mail: renat@inp.uz

²АК "Узнефтегаздобыча"100084,
ул. А. Тимура 66, г. Ташкент, Узбекистан,
E-mail: nurmamedov@ungd.uz

Аннотация

Одним из основных направлений деятельности Отделения Прикладных Исследований ИЯФ АН РУз является создание наноструктурных материалов, предназначенных, прежде всего, для решения экологических задач: очистки воды, воздуха, почв. Некоторые из методов и устройств, разработанных нашей научной группой за последние 3 года описаны в данной работе.

Ключевые слова: наночастица, нанотехнология, цеолит, сероводород, катионит, очистка воды

Модифицирование цеолитов наночастицами меди и оксида меди.

Особенностью цеолитов является легкость модифицирования с целью получения адсорбентов и катализаторов с определенными свойствами. Модифицирование металлами является эффективным способом для улучшения свойств цеолитов, которые являются перспективными материалами для стабилизации наночастиц. Наличие в структуре цеолита открытых полостей и каналов способствует возможности получать определенные размеры наночастиц с узким их распределением.

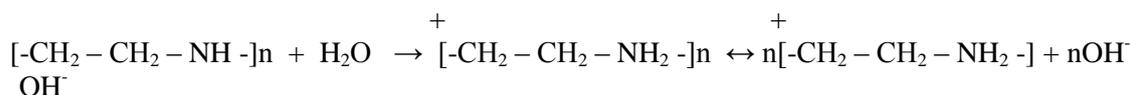
Основным методом получения новых материалов на основе цеолитов является обмен щелочных катионов, входящих в состав цеолитов, на катионы других металлов в водных растворах с последующим восстановлением металла. Синтез наночастиц меди с помощью химического восстановления из растворов солей наиболее прост в исполнении. При введении в пористое пространство цеолита катионов меди и последующим прокаливании формируются оксидные частицы. Дальнейшее восстановление приводит к образованию в каналах металлических кластеров.

Для модифицирования был взят цеолит марки РК-38 (используемый для сероочистки природного газа на УДП "Шуртаннефтегаз") с различным диаметром гранул 1,6 и 3,2 мм. Новым в процессе модифицирования цеолита наночастицами меди является использование комплексов меди (полиэтилениминового или аммиачного), введение их в структуру цеолита и последующего восстановления, зафиксированных на поверхности и в приповерхностных полостных каналах цеолита ионных форм меди раствором боргидрида натрия.

Полимерметаллические комплексы переходных металлов известны в качестве эффективных гетерогенных катализаторов, которые получают прикреплением этих комплексов к неорганическим носителям, таким как цеолит. В качестве полимера был взят полиэтиленимин (ПЭИ), обладающий высокой координационной способностью к ионам меди и меньшими стерическими затруднениями. ПЭИ является слабым основанием и комплексообразователем и в зависимости от pH среды способен к присоединению как ионов гидроксония, так и ионов металлов.



ПЭИ в водном растворе диссоциирует по схеме



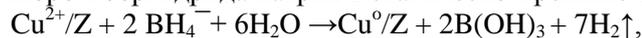
Комплекс ПЭИ-Cu получали непосредственно в цеолите. Для этого исходный цеолит предварительно прокаливали при температуре 200°C. Затем с целью освобождения пористого пространства и повышения активности проводили кислотную активацию цеолита, в котором катионы Na⁺ замещаются на ионы водорода. Кислотную активацию проводили в режиме кипения. В результате воздействия кислоты происходит искусственное расширение объема эффективных пор и повышение адсорбционной емкости. При дальнейшей обработке цеолита раствором ПЭИ происходит присоединение ПЭИ к иону водорода и закрепление его в цеолите. Введение ионов меди в цеолитную матрицу, содержащую ПЭИ обработкой с водным раствором соли меди позволяет получить комплекс ПЭИ-Cu на поверхности и в полостных каналах цеолита.

Аммиачный комплекс меди получали путем растворения полученного осадка гидроокиси меди в растворе аммиака



Концентрацию меди и аммиака варьировали с целью введения в образцы различного количества меди. Таким образом, в качестве исходных продуктов для получения наночастиц меди использовали комплекс ПЭИ-Cu и аммиачный комплекс меди [Cu(NH₃)₄](OH)₂, закрепленные в цеолитной матрице.

Для дальнейшего восстановления зафиксированных на поверхности цеолита ионов меди образцы обрабатывали раствором боргидрида натрия в статическом режиме по реакции:



где Z – условное обозначение цеолита.

Для получения цеолитов с различным распределением по меди использовали различные концентрации растворов CuSO₄ и NaBH₄. Молярный избыток восстановителя варьировали, изменяя объем раствора боргидрида натрия (1÷20 мл) при неизменной концентрации 0,03 М, количество ионов меди(II) (навеска цеолита в Cu-форме) было примерно одинаковым. В процессе восстановления наблюдали окрашивание образцов в темно-коричневый цвет различной интенсивности. Восстановление более концентрированными растворами боргидрида натрия (0,1 моль/л и выше) приводит к образованию образцов серо-черного цвета (рис. 1).

Для определения размеров и распределения частиц меди в цеолите проводили микроскопические исследования поверхностей и срезов гранул цеолита путем наблюдения при помощи сканирующего электронного микроскопа SEMEVO MA 10 (CarlZeiss) (в Учебно-экспериментальном центре высоких технологий, г. Ташкент). Анализ микрофотографий показал (рис. 2), что частицы имеют форму, близкую к сферической. Частицы размерностью 150-200 нм (рис.2) соединяясь, образуют агломераты размером до нескольких микрон.



Рис. 1 Исходный (сверху) и модифицированный цеолит, содержащий наночастицы оксида меди (слева внизу) и наночастицы меди (справа внизу).

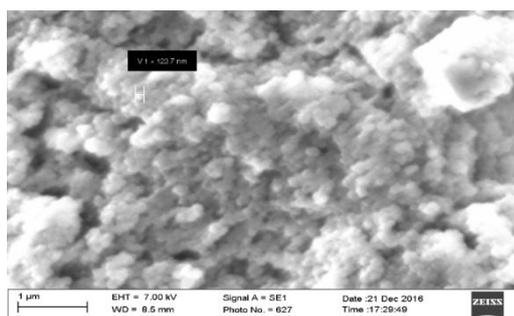


Рис. 2 Снимок, полученный на сканирующем электронном микроскопе цеолита, модифицированного медью.

Получение сорбента с наноструктурными включениями гидроксида меди

Разработан способ получения сорбента для поглощения аммиака и сероводорода в процессе очистки отходящих промышленных газов, и в качестве фильтрующих элементов для очистки воздуха.

Большинство сорбентов содержат в качестве носителя активных компонентов по отношению к сероводороду активированный уголь, который обладает низкой механической прочностью за счет истираемости гранул. Предлагаемый нами сорбент обладает не только высокой развитой поверхностью за счет использования в качестве носителя волокнистого материала, но также простотой в исполнении и дешевизной, возможностью применения в компактных фильтрующих устройствах. Поставленная цель достигается тем, что на поверхность носителя наносят слой пастообразного гидроксида меди, стабилизированного глицерином.

Технологический процесс состоит из двух основных этапов - получение в водной фазе наночастиц меди с гидроксильными группами на их поверхности и формирование из наночастиц твердых относительно крупных пористых агломератов с размерами 1-5 микрон и имеющих наноразмерные поры. Благодаря этому материал имеет большую удельную поверхность – около 10^3 м²/г и поэтому высокую химическую активность взаимодействия с серосодержащими соединениями. Снимок, полученный на сканирующем электронном микроскопе, приведен на рис.3.

В качестве матрицы для нанесения пасты гидроксида меди нами было использовано нетканое волокнисто-пористое полотно на основе полиэтилентерефталата (полиэстер). Нанесение гидроксида меди проводили методом прессования. Полученный сорбент высушивали при комнатной температуре. Содержание меди, определенное атомно-абсорбционным методом – 6,5 мг/см². Полученный сорбент представлен на рис. 4 (слева). Проведены испытания полученных сорбентов на поглощение сероводорода до проскока. Для изучения взяты образцы сорбентов диаметром 2,5 см. Различные образцы помещали в картридж, через который пропускали газо-воздушную смесь, содержащую 25 ppm H₂S со скоростью 8,5 см³/с.

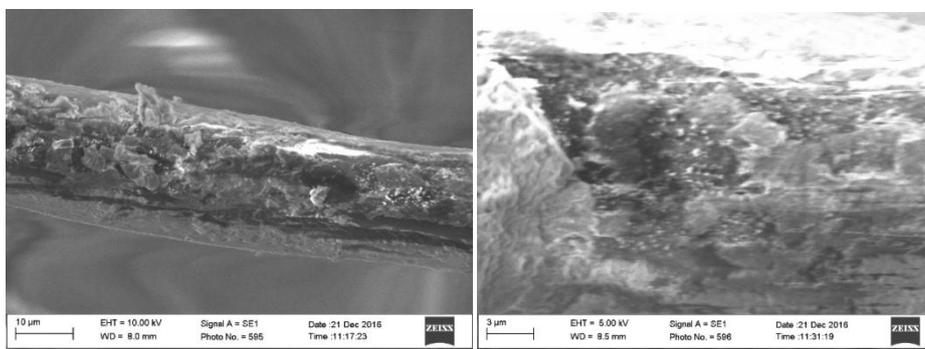


Рис. 3 Снимок поверхности сорбента (полученный на сканирующем электронном микроскопе с различным разрешением)

Результаты эксперимента показали, что при одинаковых условиях его проведения сорбент, полученный нанесением пастообразного гидроксида меди на волокнисто-пористый материал типа

"полиэстер" способен дольше поглощать сероводород (более 500 мин), что указывает на его более высокую активность и емкость по отношению к сероводороду. Стандартный фильтр, выпускаемый заводом-изготовителем и содержащий углеродное волокно с окислителем в этих же условиях, поглощал сероводород в течение 30 минут. На рис. 4 (справа) представлен сорбент после поглощения сероводорода.

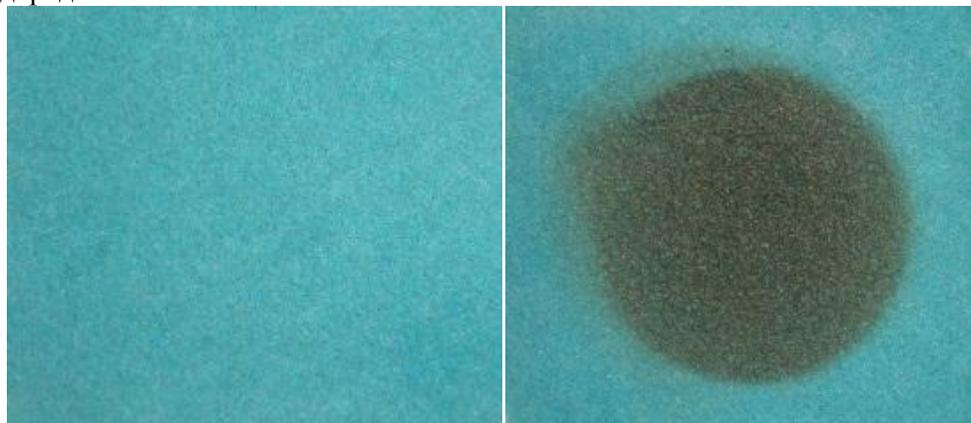


Рис. 4 Внешний вид полученного сорбента до (слева) и после (справа) прохождения сероводорода через фильтрующий элемент

Катионит с нановключениями серебра

В рамках инновационного проекта № И7-ФА-Ф011 «Создание и освоение производства автоматизированных систем химводоподготовки с использованием нанокompозитного катионита» нами создана технологическая линия по подготовке до 100 кг/сутки катионита с нановключениями серебра. Разработанный метод внедрения наночастиц серебра в сильнокислотный катионит КУ-2-8, обеспечивает образование слоя наносеребра на поверхности гранул катионита (см. Рис. 5). На первой стадии катионы серебра вводили в материал по ионообменному механизму:



после чего подвергали восстановлению раствором боргидрида натрия:



Растущие частицы серебра заполняют свободный объем гидрофильных пор, однако их дальнейший рост становится невозможным вследствие того, что жесткая матрица катионита мало подвержена деформации. Поверхность образцов катионита с высоким содержанием серебра в процессе восстановления покрывается слоем металлического серебра. Частицы серебра на поверхности катионита имеют сферическую форму и их размер варьируется в диапазоне от 50 до 1000 нм. Полная обменная емкость катионита КУ-2-8 по ионам серебра составляет 2,05 ммоль/г. Использование наночастиц серебра в структуре катионита позволяет предотвратить рост бактерий и биопленок на его поверхности и тем самым значительно увеличить срок его службы при сохранении высокого значения обменной емкости, характерной для сильнокислотных ионообменных смол, что подтверждается испытаниями, проведенными в АИЛ ХБЛ при ГП «ТГЦИС». Наши исследования (Khaydarov и др 2011, 2014a) микробиологической активности созданного нанокompозитного катионита продемонстрировали его выраженное антибактериальное действие на тест-культуры *Staphylococcus aureus* и *Pseudomonas aeruginosa*.

Нанопотокатализаторы для очистки воды

Разработана технология синтеза нанопотокатализаторов в виде нанокompозитов на основе наночастиц углерода, конъюгированных оксидами титана (со структурой $\text{TiO}_2\text{-xCx}$), с размерами 6 ± 2 нм, с узкой полосой (2 нм) распределения по размерам и обеспечивающих разрушение органических соединений под действием солнечного излучения (см. рис. 6) (Khaydarov и др 2014b).

Нами исследован процесс фотодеградация метилоранжа (MeO) в растворе, содержащем нанопотокатализаторы при различных значениях pH. Метилоранж выбран нами для экспериментов, так как он используется в качестве индикатора эффективности фотокатализаторов в большинстве

опубликованных в печати работ. Зависимости степени разрушения MeO от pH растворов при облучении ультрафиолетовой лампой показаны на рис. 6 (справа). Фотодеградация MeO не наблюдалась в образце без нанофотокатализатора и в тех образцах с нанофотокатализатором, которые не подвергались облучению ультрафиолетовой лампой и солнечным светом (Khaydarov и др 2013, 2016).

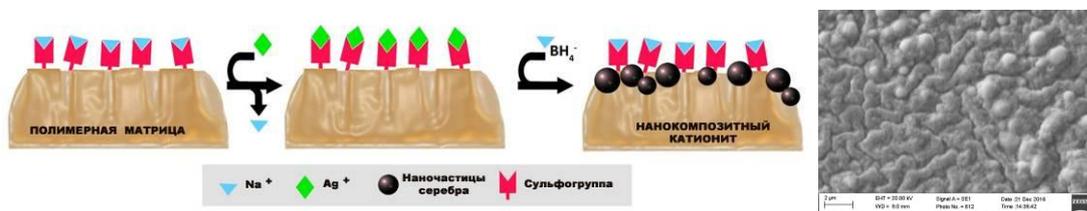


Рис.5 Синтез наночастиц серебра на поверхности полимерной ионообменной матрицы (слева) и фото поверхности катионита с нановключениями серебра, полученное на сканирующем электронном микроскопе (справа).

Показано, что эффективность синтезированных нанофотокатализаторов значительно выше эффективности фотокатализаторов на основе двуокиси титана: так, например разрушение метилоранжа в присутствии нанофотокатализатора под действием солнечного света (рис. 7) достигается через 15 минут, что примерно в 10 раз быстрее по сравнению с обычными фотокатализаторами на основе диоксида титана. Синтезированные нанофотокатализаторы на основе наночастиц углерода, конъюгированных оксидами титана, показали высокую эффективность деструкции хлорорганических соединений, таких как алдрин, линдан, ПХБ, а также бактерий *E.Coli*. Фотодеструкция происходит при концентрациях нанофотокатализаторов от 1 мкг/л до 10 мг/л. Время разрушения алдрина, линдана и ПХБ при облучении ультрафиолетовым светом и солнечными лучами составляет 5-7 часов; уничтожение *E.Coli* происходит в течение 10-30 минут.

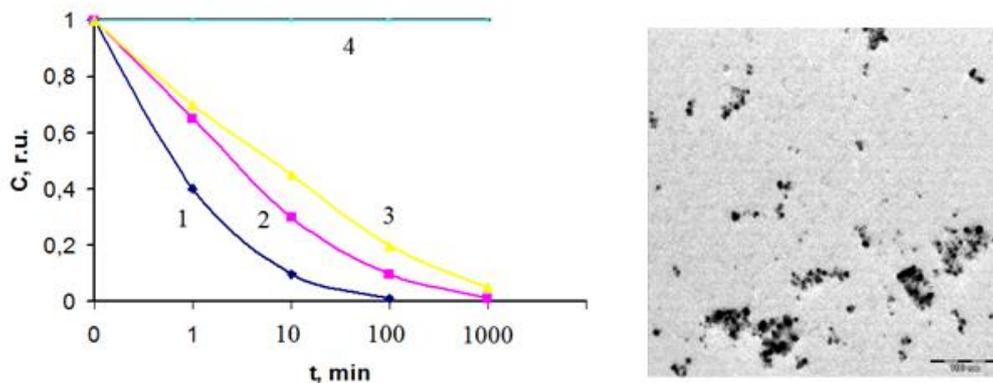


Рис. 6 Слева: типичный снимок (полученный на просвечивающем электронном микроскопе) разработанных нанофотокатализаторов. Справа: разрушение MeO под действием ультрафиолетовой лампы при различных pH растворов: pH = 2.2 (1), pH = 4.4 (2), pH = 6.0 (3). Кривая (4) – без нанофотокатализаторов в растворе.



Рис. 7. Обесцвечивание раствора MeO с pH=2(слева) и pH=8 (справа) под действием солнечного света через 15 минут после начала облучения

ССЫЛКИ

[1] Закономерности взаимодействия полиэтиленimina с ионами серебра в водных растворах / Радченко Ф.С., Озерин А.С., Кротикова О.А., Колесниченко Е.В. // Известия ВолгГТУ. Серия «Химия и технология элементоорганических мономеров и полимерных материалов». Вып. 12 : межвуз. сб. науч. ст. / ВолгГТУ. - Волгоград, 2014. - № 7 (134). - С. 133-137.[2] Помогайло А.Д., Розенберг А.С., Уфлянд И.Е. Наночастицы металлов в полимерах, М.: Химия, 2000. – 672 с. [3] Брек Д. Цеолитовые молекулярные сита. - М.: Мир, 1976. - 782 с. [4] Khaydarov R.A., Khaydarov R.R., Evgrafova S., Estrin Y., "Using silver nanoparticles as an antimicrobial agent", in *BioDefence*, Series: NATO Science for Peace and Security Series A: Chemistry and Biology, Springer, Netherlands, (2011), pp. 169-177 [5] Khaydarov R.A., Khaydarov R.R. (2014) Silver Nanoparticles As a Biocide for Water Treatment Applications, in: *Advances in Environmental Research*. Volume 36, Ed.: Justin A. Daniels, Nova Publishers, New York, pp.235-246 [6] Khaydarov R.A., Khaydarov R.R., Gapurova O.U., Nano-photocatalysts for the destruction of chloro-organic compounds and bacteria in water, *Journal of Colloid and Interface Science*, Volume 406, 2013, pp. 105–110 [7] Khaydarov R.A., Khaydarov R.R., Gapurova O.U. (2014) "Destruction of Chloroorganic Compounds with Nanophotocatalysts" in "Nanomaterials for Environmental Protection", Editors: B.I. Kharisov et al., John Wiley & Sons, Inc., pp. 183-192 [8] Khaydarov R.A., Khaydarov R.R., Gapurova O.U. «Nanotechnology-Based Photocatalysts: Synthesis and Destruction of Toxic Compounds», Series: *Advances in Nanotechnology*, Nova Science Publishers, New York, Chapter 3, 8 pages, 2016

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ $p(\text{Si})-n(\text{Si}_2)_{1-x-y}(\text{Ge}_2)(\text{ZnSe})_x$ СТРУКТУР

Ш.Усмонов¹, А.Лейдерман¹, К.Амонов¹, Т.Ишниязов²

¹Физико-технический институт им. С.В. Стародубцева Академии наук Республики Узбекистан

100084 Ташкент, Узбекистан

²Академический лицей при ТИИМ

100084 Ташкент, Узбекистан

E-mail: Kvant.ph@gmail.com

Аннотация

Исследованы вольт-амперные характеристики $p(\text{Si})-n(\text{Si}_2)_{1-x-y}(\text{Ge}_2)(\text{ZnSe})_x$ структур. Обнаружено что, при комнатной температуре с ростом электрического напряжения наблюдаются различные зависимости: омическая $-I \sim V$, экспоненциальная $-I \sim \exp(qV/ckT)$, и кубическая $-I \sim V^3$, которые с ростом температуры сменяются более слабыми зависимостями $-I \sim V^{2.8}$, $I \sim V^{2.5}$ и $I \sim V^{2.3}$ при температурах 360, 390 и 420 К, соответственно. Экспериментальные результаты объясняются на основе теоретических представлений о сложном характере рекомбинационных процессов в таких структурах.

Ключевые слова: вольтамперная характеристика p-n-структур, дефект примесные комплексы, твердый раствор, скорость рекомбинации неравновесных носителей тока.

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований температурных зависимостей вольтамперных характеристик (ВАХ) $p(\text{Si})-n(\text{Si}_2)_{1-x-y}(\text{Ge}_2)(\text{ZnSe})_x$ структур. Структуры были получены выращиванием на кремниевых подложках КДБ -10 с ориентацией $\langle 111 \rangle$ и толщиной ~ 350 мкм слоев твердого раствора $(\text{Si}_2)_{1-x-y}(\text{Ge}_2)(\text{ZnSe})_x$ -типа проводимости методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема оловянного раствора-расплава. Состав раствора-расплава и температура начала кристаллизации определялись на основе диаграммы состояния многокомпонентных систем – Si-Ge-ZnSe-Sn и результатов предварительных опытов. Выращенные слои имели толщину $d \approx 15$ мкм.

Для исследования ВАХ путем вакуумного напыления серебра к структуре создавались омические контакты. Исследования производились в диапазоне температур 300 – 451 К. Анализ прямой ветви ВАХ показывает, что при комнатной температуре имеются три ярко выраженные участка: омический $-I \sim V$ (в интервале напряжения от нуля до 0,2 В), экспоненциальный $-I \sim \exp(qV/ckT)$ (в интервале от 0,25 до 1,7 В) и кубический $-I \sim V^3$ (в интервале от 1,8 до 3,0 В), которые с ростом температуры сменяются более слабыми зависимостями $-I \sim V^{2.8}$ (при 360 К), $I \sim V^{2.5}$ (при 390 К) и $I \sim V^{2.3}$ (при 420 К). Основное уравнение задачи в данном случае может быть записано в виде [1]:

$$D_a \frac{d^2 p}{dx^2} - v_a \frac{dp}{dx} - U = 0 \quad (1)$$

где D_a – коэффициент амбиполярной диффузии, v_a – амбиполярная скорость дрейфа, p и U – концентрация неосновных носителей (дырок) и скорость рекомбинации неравновесных носителей заряда, причем

$$v_a = \frac{\mu_n}{(b+1)p} \left\{ N_d - \frac{\varepsilon}{q} \left[\frac{d^2 E}{dx^2} - \frac{1}{E} \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)^2 \right] \right\} E_J, \quad (2)$$

$$E_J = \frac{J}{q\mu_p(b+1)p}, \quad (3)$$

μ_n, μ_p – подвижности электронов и дырок, соответственно, $b = \mu_n/\mu_p$, N_d – концентрация донорных центров, E_J – напряженность электрического поля в базе структуры, q – элементарный заряд, J – плотность электрического тока.

Учитывая сложный характер примесей и дефектов, имеющих в исследуемом материале, справедливо записать скорость рекомбинации U в виде отличном от обычной статистики Шокли-Рида, учитывающем возможность межпримесного взаимодействия, т.е. возможность электронного обмена внутри двух компонентного межпримесного комплекса [4,2]:

$$U = N_R \frac{c_n c_p (pn - n_i^2)}{c_n(n+n_1) + c_p(p+p_1) + \alpha \tau_i pn}, \quad (4)$$

где N_R – полная концентрация рекомбинационных центров (комплексов), c_n и c_p – коэффициенты захвата электронов и дырок на рекомбинационные центры, n и p – концентрации неравновесных электронов и дырок, соответственно. В [2] собраны различные модели двухуровневых комплексов. Они могут быть различными: акцепторно – донорные пары, вакансия + положительно заряженный рекомбинационный центр, положительно заряженный ион внедрения + отрицательно заряженный рекомбинационный центр, мелкий донор + вакансия (как в материалах типа A^2B^6), но независимо от конкретной модели, если существенен межэлектронный обмен внутри такого комплекса скорость рекомбинации неравновесных носителей имеет вид типа (4), в отличие от общеизвестной статистике Шокли – Рида.

Как видно из (4), когда межпримесное взаимодействие мало, т.е. когда

$$c_n(n+n_1) + c_p(p+p_1) > \alpha \tau_i pn \quad (5)$$

соотношение (4) превращается в обычную формулу Шокли–Рида.

Общеизвестно, что уравнение (1) в общем виде не может быть решено аналитически, но различные приближенные варианты его решения находят многочисленные экспериментальные подтверждения. В нашем случае, по-видимому, происходит смена диффузионного режима на дрейфовый. Когда приложенное напряжение мало, в уравнение (1) можно отбросить дрейфовый член $\sim v_a$, а в выражении (4) пренебречь последним членом в знаменателе, и мы получаем обычный диффузионный режим и экспоненциальную зависимость (рис. 1.), впервые полученную В.И. Стафеевым [3] для p – n -диодных структур с омическим тыловым контактом и уточненной в [1] для p - i - n структур:

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{ckT}\right), \quad (6)$$

где k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура. Значение « c » в показателе экспоненты можно вычислить непосредственно из экспериментальных точек экспоненциального участка кривых ВАХ с помощью соотношения:

$$c = \frac{q}{kT} \cdot \frac{V_2 - V_1}{\ln(I_2/I_1)}, \quad (7)$$

где I_1, I_2 – значения тока при двух напряжениях V_1 и V_2 . Вычисленное значение показателя экспоненты при комнатной температуре по соотношению (7) имело значение $c = 11,5$. С другой стороны, как показано в работе [2], «с» описывается следующим выражением:

$$c = \frac{2b + ch(d/L_p) + 1}{b + 1}, \quad (8)$$

где, d – толщина базы, L_p – диффузионная длина неосновных носителей тока – дырок ($L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, здесь D_p – коэффициент диффузии, τ_p – время жизни неосновных носителей тока). Поскольку электронные процессы при прохождении электрического тока через структуру определяются в основном твердым раствором, то в качестве толщины базы структуры мы взяли толщину эпитаксиальной пленки, и в нашем случае она составляла $d = 15$ мкм. Для оценки диффузионной длины неосновных носителей тока в твердом растворе мы принимали $b = 6$ [4, 5]. Тогда из соотношения (8) получаем - $L_p \approx 3,56$ мкм. Подвижность основных носителей тока – электронов, определенная по методу Холла, составляла $\mu_n = 1018$ см²/В·с, тогда $\mu_p = \mu_n/b = 170$ см²/В·с.

Предэкспоненциальный множитель I_0 в соотношении (6) имеет следующий вид [3]:

$$I_0 = \frac{kT}{q} \cdot \frac{S \cdot b \cdot ch(d/L_n)}{2(b+1) \cdot L_n \cdot \rho \cdot tg(d/2L_n)}, \quad (9)$$

где S – площадь образца, ρ – удельное сопротивление переходного слоя, расположенного между Si подложкой и эпитаксиальным слоем твердого раствора $(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$. Значение I_0 , определенное из экспериментальных точек экспоненциального участка кривых ВАХ при комнатной температуре, равнялось $\sim 1,18 \cdot 10^{-4}$ А.

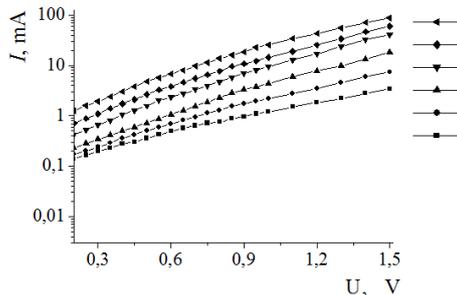


Рис. 1. Экспоненциальные участки прямых ветвей ВАХ структуры $pSi-n(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ в полулогарифмическом масштабе при различных температурах: 1 – 300 К, 2 – 330 К, 3 – 360 К, 4 – 390 К, 5 – 420 К, 6 – 451 К.

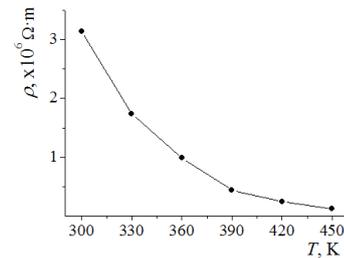


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления высокоомного переходного слоя подложка – эпитаксиальная пленка $pSi-n(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ структуры от температуры

С помощью выражения (9) было вычислено удельное сопротивление переходного слоя, которое составляло $\sim 3.137 \cdot 10^6$ Ом·см при комнатной температуре. Следовательно, переходная область представляет собой высокоомный слой, которая, по-видимому, образован из твердого раствора. Значение показателя экспоненты «с» и предэкспоненциального множителя соотношении (6) при различных температурах приведены в таблице 1. На основе данных таблицы 2 и по соотношению (9) было вычислено значение удельного сопротивления переходного слоя исследованной структуры при различных температурах. На рис. 2 представлена зависимость удельного сопротивления от температуры. Из рис. 2 видно, что с ростом температуры удельное сопротивление переходного слоя уменьшается, что связано с ростом концентрации свободных носителей заряда за счет тепловой генерации электронно – дырочных пар.

Таблица 1. Значения показателя «с» в экспоненте, предэкспоненциального множителя – I_0 в соотношении (6) и диффузионной длины неосновных носителей L_p (8), вычисленные из экспериментальных данных экспоненциального участка ВАХ (рис. 1) при различных температурах.

T, К	300	330	360	390	420	450
c	11.5	10.33	8.64	6.66	6.4	6.27
I_0 , А	$1.18 \cdot 10^{-4}$	$1.38 \cdot 10^{-4}$	$1.55 \cdot 10^{-4}$	$3.25 \cdot 10^{-4}$	$5.93 \cdot 10^{-4}$	$11.87 \cdot 10^{-4}$
L_p , мкм	3.56	3.67	3.88	4.27	4.35	4.37

С ростом напряжения (при 1,8 – 3,0 В) ясно прослеживается зависимость $J \sim V^3$, что однозначно говорит о том, что диффузионный режим сменился дрейфовым, причем в выражении для амбиполярной скорости дрейфа (2) будут существенны члены, связанные с изменением поля $\left(\frac{d^2 E}{dx^2}, \frac{dE}{dx}\right)$, что и дает известный закон Ламперта [6]:

$$J = \frac{125}{18} \cdot \frac{q\mu_p\mu_n\tau_p V^3}{d^5} \quad (10)$$

Далее наблюдается уменьшение степени показателя от 3 до 2,3 с ростом температуры. По-видимому, это объясняется увеличением концентрации свободных носителей с ростом температуры (рис. 3) и, соответственно, уменьшением поля E . Тогда, как видно из (2), члены, связанные с dE/dx и ответственные за появление зависимости $J \sim V^3$, могут стать меньше члена с N_d , ответственным за омическую релаксацию, т.е. за закон $J \sim V^2$. Правда, эта зависимость не наблюдается в явном виде, но имеется тенденция к понижению степени в зависимости $J \sim V^\alpha$, которая говорит об усилении влияния омической релаксации. В то же время не следует забывать и об усложнении процессов рекомбинации с ростом концентрации свободных носителей. Правый член в неравенстве (5) будет неизбежно возрастать, что может привести к заметному влиянию последнего члена в знаменателе (4). Как это детально показано в [4] в этом случае уже не будет наблюдаться простая зависимость, присущая омической релаксации [6]:

$$J = \frac{9}{8} \cdot \frac{q\mu_p\mu_n\tau_p N_d V^2}{d^3}, \quad (11)$$

её сменит более сложная зависимость, а именно - $J \sim M(J) \cdot V^2$ где $M = 1 + 3m \left[2 + C(a\tau_i/c_n) \sqrt{J} \right]^2$ причем $m = 2\tau_i N_d V_n^* / (8b(b+1)p_n d)$, а $C = \left[\frac{bp_n}{qV_n^*(b+1)} \right]$, V_n^* - параметр, обусловленный неидеальным характером инжектирующего контакта [5, 2]. Такая зависимость позволяет объяснить отклонения от закона $J \sim V^2$. Как подробно показано в [2] возможно и ещё более сложная зависимость типа

$$V \sim A + B\sqrt{J} - \frac{D}{\sqrt{J}} \quad (12)$$

где A , B и D – постоянные зависящие от свойств материала. Как показано в [2] с использованием компьютерного моделирования конкретных материалов зависимость (12) позволяет получить разные степени α , в зависимости $J \sim V^\alpha$, причем показатель α меняется с током.

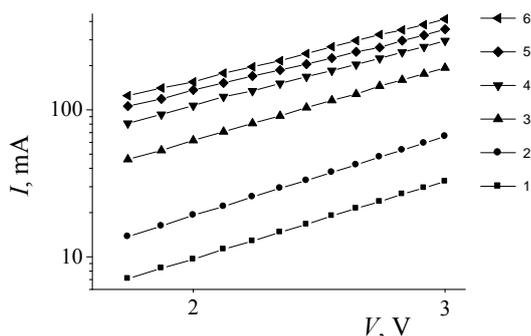


Рис. 3. Степенные участки прямых ветвей вольт-амперных характеристик структуры $p\text{Si}-n-(\text{Si}_2)_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ в двойном логарифмическом масштабе при различных температурах: 1 – 300 К, 2 – 330 К, 3 – 360 К, 4 – 390 К, 5 – 420 К, 6 – 451 К.

Таким образом, показана, что ВАХ структуры $p\text{-Si}-n-(\text{Si}_2)_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ в прямом направлении тока состоит из нескольких участков, на которых ток как функция напряжения описывается экспоненциальными и степенными зависимостями типа $I \sim V^\alpha$ с различными наклонами при различных температурах. Путем исследования ВАХ показано, что в слоях $(\text{Si}_2)_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$, по-видимому, образуются дефект – примесные комплексы, и можно с достаточной степенью вероят-

ности предполагать, что в таких твердых растворах скорость рекомбинации неравновесных носителей при низких уровнях возбуждения определяется простыми локальными центрами, но с ростом уровня возбуждения – простыми локальными центрами и дефект – примесными комплексами одновременно. С дальнейшим ростом уровня возбуждения вклад примесных комплексов в процессе рекомбинации может стать определяющим.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Адирович Э.И., Карагеоргий-Алкалаев П.М., Лейдерман А.Ю. М., Сов. Радио, 1978, 320 с. Токи двойной инжекции в полупроводниках.[2]Leiderman A.Yu., Minbaeva M.K. Semiconductors. 30(10). 1996. Mechanism of rapid growth of the direct current in semiconductor diode structures. pp. 905 – 909.[3] Стафеев В.И. ЖТФ. 1958. Влияние сопротивления толщины полупроводника на вид вольт – амперной характеристики диода. т.28. №8. с.1631 – 1641.[4] Сапаев Б., Саидов А.С., Заверюхин Б.Н. Письмо в ЖТФ. 2004. Получение эпитаксиальных слоев твердых растворов $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaAs})_x$ на Si-подложках и исследование их электрических и фотоэлектрических характеристик. том 30, вып. 2., ст. 25-32.[5] Мейлихов Е.З., Лазарев С.Д. М.: ЦНИИ Атоминформ. 1987. 87 с. Электрофизические свойства полупроводников. (справочник физических величин) [6] Lampert M.A., Mark P. Current injection in solids. Academicpress, New York and London. 1970 p. 222

ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ZnTe/GaAs

М.Шарибаев, А.Юлдашев, Ш.Кайыпназаров, Г.Низаматдинова

Каракалтакский государственный университет имени Бердаха

г.Нукус, Узбекистан

E-mail: sharibaev.murat@mail.ru

Аннотация

В экситонных областях фотолюминесценции эпитаксиальных пленок ZnTe/GaAs обнаружены изменения максимумов, полосы которых соответствуют 500 нм и 560-580 нм, связанных с переходами на DA парах, а так же полосы $I_1=2.48$ eV(500 нм), $I_2=2.21$ eV(550 нм). Полосе I_2 приписывают переход, связанный с собственными дефектами в ЭС.

Ключевые слова: Эпитаксиальные пленки, протяженные дефекты, фотолюминесценция, температурные зависимости.

Введение

Интерес к излучению квантово-размерных структур на основе A^2B^6 материалов обусловлен возможностью изготовления на их базе инжекционных источников когерентного [1] и некогерентного излучения, а также излучателей с электронной накачкой [2], перекрывающих практически весь видимый диапазон. Методом низко температурной фотоотражения, фотолюминесценции (НТ ФЛ Т=4,2 и 77 К) исследовались качества эпислоя ZnTe и границы раздела ZnTe/GaAs.

Известно, что при выращивании эпитаксиальных слоев, ЭС, полупроводников A_2B_6 на подложках GaAs вблизи границы раздела образуется переходной слой с высокой плотностью дислокаций и других протяженных дефектов [3], которые влияют на оптические свойства ЭС, а также стимулируют процессы деградации светоизлучающих приборов, изготовленных на их основе [3]. Это делает актуальным вопрос идентификации полос, связанных протяженными дефектами (в т.ч. дислокациями) в ЭС A_2B_6 .

Известно, что в спектрах фотолюминесценции, ФЛ, и катодолуминесценции ЭС ZnTe, полученных различными методами, а также монокристаллов часто присутствует интенсивная полоса излучения I_1^C ($h\nu=2.357$ эВ при 4.2 К). Предполагается, что она обусловлена излучательной рекомбинацией экситонов, связанных либо на изолированном нейтральном акцепторе (Si_{Te}), либо на акцепторе (V_{Zn}), расположенном вблизи дислокаций несоответствия (вакансионно-дислокационный комплекс) [4]. Таким образом, природа этой полосы до сих пор окончательно не установлена.

Для выяснения природы центров свечения, ответственных за полосу I_1^C , в работе изучено влияние на спектры ФЛ буферного ЭС ZnTe: (i) тонкого (~5-10 нм) промежуточного рекристалли-

зованного слоя ZnTe, расположенного между буферным слоем и подложкой (100) GaAs; (ii)толщины буферного слоя, а также (iii)наращивания квантово-размерных слоев $Cd_xZn_{1-x}Te/ZnTe$ ($x=0.2-0.4$). Кроме того, исследовались пространственное распределение (по глубине буфера) интенсивности (I) и спектрального положения (λ_m) полосы I_1^C , а также температурные зависимости I и λ_m . Одновременно для контроля структурного совершенства ЭС ZnTe были проведены рентгенодифракционные измерения кривых качания.

Зависимость спектров ФЛ от условий получения и толщины слоев

На рис.1 приведен типичный спектр ФЛ буферного ЭС ZnTe/GaAs при 4.2 К в диапазоне длин волн 510-630 нм. Как видно из рисунка, в коротковолновой области спектра присутствуют линии излучения свободного экситона (I_{FX}), расщепленного двухосными напряжениями растяжения на две составляющие: I_{FX}^{hh} ($X_{IS}; m_j=+3/2$) и I_{FX}^{lh} ($X_{IS}; m_j=+1/2$). При этом компоненте I_{FX}^{hh} соответствует линия с $h\nu=2.379$ эВ, а компоненте I_{FX}^{lh} - линия с $h\nu=2.374$ эВ, которая, по-видимому, является суперпозицией I_{FX}^{lh} и линии излучения экситона, связанного на нейтральном доноре (I_2^{Ga}) [4].

Кроме описанных, в экситонной области спектра присутствуют также интенсивная полоса I_1^C с $h\nu_m=2.356$ эВ и расположенная вблизи нее с длинноволновой стороны полоса с $h\nu_m=2.352$ эВ (I_2^C) меньшей интенсивности (рис.1). В образцах с квантовыми слоями с коротковолновой стороны от I_1^C наблюдается дополнительная полоса I_X с $h\nu_m=2.359$ эВ (№8 и №6, (рис.2 а, в соответственно). Полоса I_1^C , по-видимому, не является элементарной, так как в некоторых образцах можно наблюдать отчетливо выраженное плечо на ее длинноволновом краю. Полосы, расположенные вблизи I_1^C , сопровождаются фоновыми повторениями с фактором электрон-фононной связи $s \approx 0.2$ (рис.1). В более длинноволновой области спектра наблюдались гораздо менее интенсивные (по сравнению с I_1^C) полосы Y_1 ($h\nu_{m1}=2.189$ эВ, 4.2 К) и Y_2 ($h\nu_{m2}=2.147$ эВ, 4.2 К). Использование промежуточного слоя ZnTe (процесс II), как и увеличение толщины ЭС, приводит к росту интенсивности всех полос в экситонной области и уменьшению интенсивности примесной полосы $\lambda=650$ нм, а также к уменьшению интенсивности полос Y_1 и Y_2 . При толщине слоев ~ 2.7 мкм эти полосы практически отсутствуют. Следует заметить, что соотношение

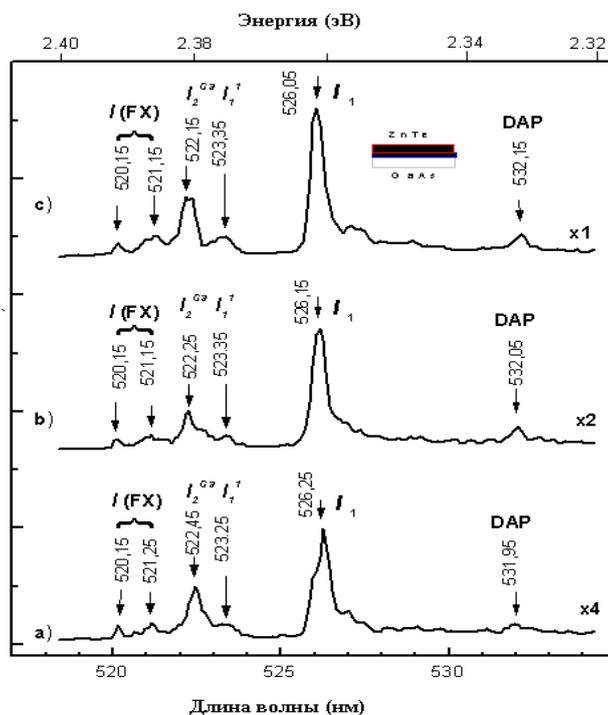


Рис.1 Спектры ФЛ ЭС ZnTe/GaAs толщиной 1.5 мкм и 2.7 мкм (кривая (кривая а,б), выращенных процессом I и процессом II (кривая с).

интенсивностей полос $I_2^{Ga}/I_{FX}^{hh}; I_1^C/I_{FX}^{hh}$ при переходе от образца с толщиной 1.5 мкм к образцу с толщиной 2.7 мкм практически не изменяется ($\lambda_{exc}=0.488$ мкм), а I_1^C/I_{FX}^{hh} несколько возрастает.

Наряду с изменением интенсивности полос, наблюдается также смещение положения их максимумов (см. табл.). Положение максимума полос свободного I_{FX}^{hh} , а также связанных экситонов I_2^{Ga} (I_{FX}^{lh}), I_1' и полосы I_1^C во всех слоях смещено в сторону меньших энергий по сравнению с их положением в объемном материале ($E=2.3805\pm 0.0003$ эВ, 4.2 К), что обусловлено присутствием планарных напряжений растяжения ϵ . При этом величина смещения максимальна в образцах, полученных без промежуточного слоя, а в образцах с промежуточным слоем уменьшается с ростом толщины ЭС, что свидетельствует об уменьшении напряжений. Нанесение сверхрешетки приводит к заметному смещению максимумов полос в сторону меньших энергий, т. е. росту напряжений растяжения. Значения уровней остаточных деформаций приведены в таблице. Их расчет был проведен с использованием констант деформационного потенциала по формулам, приведенным в работе [3].

Существенно, что спектральное положение полос I_2^{Ga} и I_1' смещается с ростом напряжений примерно одинаково, а I_1^C слабее, что согласуется с данными [3]. Поскольку в работе [4], идентифицирующей I_1^C как экситон, связанный на вакансии цинка вблизи дислокации, предполагалось, что это излучение имеет место преимущественно в области границы раздела GaAs-ZnTe, мы исследовали распределение интенсивности I_1^C по глубине эпитаксиального слоя, используя послойное травление образцов с шагом ~ 0.1 мкм. На рис.2 приведены температурные зависимости интенсивности и положений максимумов ($\Delta E_{max}=h\nu_{4,2}-h\nu_T$) полос в экситонной области спектра ЭС ZnTe/GaAs толщиной 1.5 мкм с одной квантовой ямой (№5). С повышением температуры выше 15 К интенсивность всех этих полос начинает уменьшаться. При этом интенсивность полосы I_2^{Ga} изменяется подобно интенсивности полосы I_{FX}^{hh} . В то же время наклон температурной зависимости полосы I_1^C в этой области температур (>15 К) заметно резче и соответствует энергии активации $\Delta E_a \sim 0.008$ эВ. Наряду с падением интенсивности полос ФЛ с повышением температуры происходит смещение в длинноволновую сторону спектрального положения линий излучения свободного (I_{FX}^{hh}) и связанных (I_2^{Ga} и I_1') экситонов с коэффициентом термического сдвига $dE/dT \sim 0.16$ мэВ/К в диапазоне температур 20-80 К. В то же время положение линий I_1^C и I_X практически не изменяется вплоть до температуры 80 К.

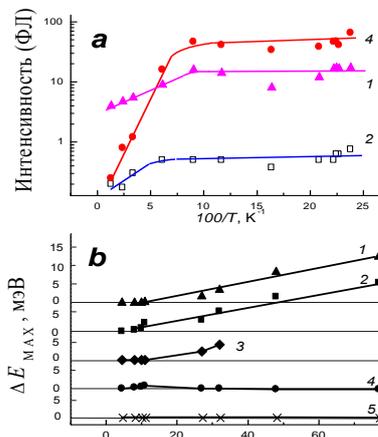


Рис. 2 Температурная зависимость интенсивности (а) и спектра максимума полуширины (б) в диапазоне 4.2÷80 КЭС ZnTe/GaAs с одной квантовой ямой.

Как видно из приведенных результатов, ряд характеристик полос в группе I_1^C отличается от соответствующих характеристик как свободных, так и связанных экситонов. Это различие проявляется в отсутствии смещения положения максимумов этих полос, λ_{max} , при изменении температуры от 4.2 до 80 К, а также в более слабом, чем у I_{FX}^{hh} и I_2^{Ga} сдвиге λ_{max} при изменении величины деформаций. О последнем свидетельствует зависимость положений I_1^C и линий экситонов от наличия или отсутствия промежуточного слоя и толщины ЭС, а также смещение I_1^C и I_0 при послойном травлении последнего.

Отметим, что слабый сдвиг положения I_1^C с ростом толщины ЭС наблюдался также в работе [4] и объяснялся тем, что соответствующие этой полосе излучательные центры расположены преимущественно в более глубоких слоях, прилегающих к границе раздела ZnTe/GaAs, где механические напряжения сжатия вблизи гетерограницы частично компенсируют планарные напряжения растяжения в более приповерхностных слоях. Это, в частности, позволило авторам связать центры, ответственные за полосу I_1^C , с дефектами вблизи дислокаций несоответствия. Однако, как показывают эксперименты по послойному стравливанию ЭС, интенсивность полосы I_1^C уменьшается вглубь слоя. Существенно, что с ростом толщины ЭС величина упругих деформаций уменьшается, а интенсивность полосы I_1^C возрастает. Такая антикорреляция I_1^C и ϵ может свидетельствовать в пользу ее связи с протяженными дефектами, но не с дислокациями несоответствия, поскольку I_1^C/I_{FX} и I_X/I_{FX} убывают после травления.

Показано, что изменение технологии выращивания МВЕ эпитаксиальных буферных слоев ZnTe/GaAs: (1) использование тонкого, рекристаллизованного слоя ZnTe ($d \sim 10$ нм), а также (2) увеличение толщины буферного слоя приводит к улучшению структуры ЭС (уменьшению FWHM, увеличению размеров мозаики), а также увеличению общей интенсивности полос ФЛ в экситонной области спектра и уменьшению в примесной (уменьшению концентрации глубоких центров рекомбинации). В работе получена также дополнительная информация о природе полосы I_1^C и обнаруженной вблизи нее полосы I_X . Отличие температурной и деформационной зависимостей положений этих полос от соответствующих характеристик линий излучения экситонов, а также увеличение их интенсивности с уменьшением деформаций позволили связать эти полосы с протяженными дефектами.

ЛИТЕРАТУРА

[1] J. Petruzello, D.J. Olego, X. Chu, J.P. Faurie, "Transmission electron microscopy of (001)ZnTe on (001)GaAs, grown by molecular beam epitaxy", J. Appl. Phys., 1988, v.63, No5, p.1783-1785.[2] S. Guha, J.M. DePuydt, M.A. Naase, J. Qiu, and H. Cheng, "Degradation of II-VI based blue-green emitters", Appl. Phys. Lett., 1993, Vol. 63, No 23, pp.3107-3109.[3] Н.И. Тарбаев, Г.А. Шепельский "Одномерные структуры, образованные низкотемпературным скольжением дислокаций - источники дислокационного поглощения и излучения в полупроводниковых кристаллах $A^{IV}B^{VI}$ ", ФТП, 1998, т.32, №6, с.646-653. [4] В.Д. Негрий, "Пьезоспектроскопия излучения винтовых дислокаций", ФТТ, 1992, т.34, №8, с.2462-2471.[5] К.Кumazaki, F.Iida, K. Ohno, K. Hatano and K. Imai, "Lattice strain near interface of MBE-grown ZnTe on GaAs", J. Cryst. Growth, 2009, vol.117, No , pp.285-289

ЗАВИСИМОСТИ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОГРАНИЧИТЕЛЯ НАПРЯЖЕНИЯ ОТ ПАРАМЕТРОВ БАЗОВОЙ ОБЛАСТИ

А.Каримов¹, А.Рахматов², С.Скорняков³

¹Физико-технический институт НПО «Физика–Солнца» АН РУз.

Ташкент 100084, Узбекистан, ул. Бодомзор йули кучаси 2 "б"

e-mail: karimov@uzsci.net

²Ташкент, АО "FOTON"

³Новосибирск, Россия. НЗПП с ОКБ,

e-mail: skorn-stas@yandex.ru

Аннотация. Приведены результаты исследования характеристических параметров ограничителей напряжения, легированных различными примесями: мышьяком и фосфором. Показано, что ограничители напряжения, изготовленные путем легирования мышьяком, имеют меньший разброс по напряжению пробоя и выдерживают большую импульсную мощность, чем образцы легированные фосфором.

Ключевые слова: ограничители напряжения, напряжения пробоя, импульсная мощность.

1. Введение. Силовые диоды, которые могут выпрямлять, переключать и коммутировать мощные импульсы требуют дальнейшего улучшения их функциональных параметров. В их числе ограничительные диоды (ОН) производимые в АО "FOTON" изготавливаются на основе усовер-

шенствованной диффузионной технологии, которая обеспечивает получение низкого дифференциального сопротивления выпрямляющего p - n -перехода в p^+n^+ - и p^+nn^+ -структурах.

При разработке технологии необходимо учитывать, что в ОН исключительно все области являются активными, включая от квазинейтральных областей, контактную и базовую области. При переходе из одной области в другую параметры должны резко отличаться. Контактные области в рабочем режиме осуществляют непрерывный отвод тепла. В квазинейтральных областях необходимо исключить падение напряжения, то есть их удельные сопротивления должны быть как можно низкими. Наличие немодулируемой части приводит к лишнему поглощению мощности. Поэтому для создания эффективных ОН первостепенной задачей является выбор базового материала и технологии. Кроме того, переходные сопротивления соединений в случае прижимной конструкции приведут к резкому ограничению предельно допустимой импульсной мощности. Так как ОН должен выдерживать воздействие мощных импульсов тока, конструкцию его целесообразно формировать цельной. В частности, он должен обеспечивать длительную работу, рассеивая без существенного ущерба для себя сотни и тысячи паразитных импульсов значительной мощности. Учитывая необходимость обеспечения близкой к теоретической характеристики применительно к p^+n^+ - и p^+nn^+ -структурам, технология их получения осуществлена на основе известных и основанных на некоторых физических предпосылках методах диффузии примесей.

В настоящей работе приведены результаты исследования характеристических параметров ограничителей напряжения, легированных различными примесями: мышьяком и фосфором.

2. Объекты исследования.

Для изготовления низковольтных ограничителей напряжения с p^+n^+ -переходом применялся исходный кремний КДБ 0.001, КДБ 0.002, то есть с удельным сопротивлением меньшим, чем (КДБ 0.003) у стабилитронов с лавинным пробоем при напряжении 6.5 вольт [1]. p^+n^+ -переходы получены высоконцентрационной диффузией мышьяка в эвакуированных ампулах [2]. Глубина залегания p - n -перехода составляла порядка двух мкм. В качестве омического контакта использован ванадий с двухслойным нанесением Ag, а также двухслойно нанесенный медь с гальванически нанесением Ag, обеспечивающим эффективный отвод тепла с p - n -переходов.

Исследуемые ограничители напряжения с p^+-n-n^+ -структурой изготовлены с помощью диффузионной технологии, так называемой «пакетной» [3]. Процесс диффузии примесей из твердой фазы осуществляли с использованием плёнообразующих растворов борной и фосфорной кислот с применением пленкообразующих растворов КБК-45 (45%-ное содержание борной кислоты) и КФК-54 (54%-ное содержание фосфорной кислоты). Диффузانت-КБК-45, создающий с исходным кристаллом p - n -переход, на поверхность кристалла наносится дважды, а второй диффузانت - КФК-54 наносится одним слоем. К обеим поверхностям с помощью серебряного припоя толщиной 2-3 мкм сплавляют тепловые компенсаторы нагревом при 400 °С. Тепловые компенсаторы выполнены на основе медного диска толщиной 380 мкм и диаметром 0.33 см, на обе поверхности которых нанесены коваровые слои толщиной 10 мкм.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

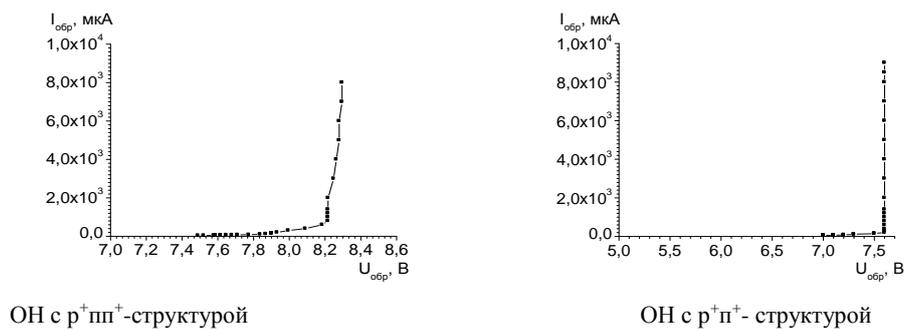
Сравнение данных характеристических параметров ограничителей напряжения в зависимости от легирующей примеси показали, что образцы, изготовленные путем легирования мышьяком, имеют меньший разброс по напряжению пробоя и выдерживают большую импульсную мощность, чем образцы легированные фосфором, (табл. 1).

Таблица 1
Данные характеристических параметров ограничителей напряжения в зависимости от легирующей примеси

№ об- раз- ца	$U_{проб}, В$		Z	$K_{огр.и}$	$P_u,$ кВт	$U_{проб}, В$		Z	$K_{огр.и}$	$P_u,$ кВт
	1 мА	4мА				1 мА	4мА			
7.5 В ОН легированные мышьяком						8 В ОН легированные фосфором				
1	7.35	7.52	0.99	1.19	1.85	8.35	9.0	0.87	1.4	1.5
2	7.39	7.53	0.99	1.18	1.9	8.35	8.8	0.9	1.5	1.6
3	7.38	7,58	0.98	1.21	1.85	8.14	8.9	0.86	1.38	1.5
4	7.4	7.6	0.9	1.18	1.85	7.7	8.7	0.84	1.42	1.6
5	7.44	7.62	0.99	1.24	1.85	7.9	8.6	0.86	1.39	1.6

6	7.4	7.65	0.99	1.22	1.78	8	8.8	0.85	1.4	1.58
7	7.6	7.75	0.98	1.22	1.8	8.2	8.9	0.87	1.38	1.5

Как видно из табл. 1 выдерживаемые импульсные мощности ОН, легированных мышьяком ампульной диффузией выше (1.8÷1.9, против 1.5÷1.6 кВт), чем в структурах полученных легированием традиционным фосфором. При этом их обратные вольтамперные характеристики вплоть до наступления пробоя имеют низкие значения, и далее наблюдается резкий рост тока, что характерно для диодов с лавинным пробоем, рис. 1. Ограничители напряжения, легированные фосфором в предпробойной области имеют нарастающий участок тока.



ОН с р⁺п⁺-структурой
ОН с р⁺п⁺-структурой
Рис. 1. Обратная ветвь вольтамперной характеристики ограничителей напряжения

4. Заключение

На основе изучения характеристических параметров ограничителей напряжения, легированных различными примесями: мышьяком и фосфором показано, что ограничители напряжения, изготовленные путем легирования мышьяком, имеют меньший разброс по напряжению пробоя и выдерживают большую импульсную мощность, чем образцы, полученные путем легирования фосфором.

ССЫЛКИ

[1] Дудар Н.Л., Сякерский В.С., Корытко Н.Н. Моделирование электрических характеристик и расчет конструктивных параметров кремниевого стабилитрона с напряжением стабилизации 6,5 В. // ТКЭА. – Одесса, 2009. № 3. – С. 10-12. [2] Рахматов А.З., Скорняков С.П., Каримов А.В., Ёдгорова Д.М., Абдулхаев О.А., Бузруков У.М. Физико-технологические аспекты создания низковольтных ограничителей напряжения на основе кремния // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – Одесса, 2010. - № 5-6. – С. 30-35. [3] Патент РУз № 5328. Способ изготовления кремниевых ограничителей напряжения / Муратов А.Ф., Рахматов А.З., Меркулов А.А., Исмоилов И.Р. // Бюллетень №3 от 30.09.1994 г.

ПОЛУЧЕНИЕ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ $\text{Cu}_2\text{ZnSn}(\text{Se}_{1-x}\text{S}_x)_4/\text{Si}$ И ИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

А.Юсупов¹, С.Р.Алиев²

¹ *Ташкентский институт по проектированию, строительству и эксплуатации автомобильных дорог*

Ташкент, ул. А.Темура 20, 100060, Узбекистан

E-mail: ayus@mail.ru

² *Андижанский государственный университет Андижан,*

ул. Университетская 129, 170100, Узбекистан

E-mail: suhrob_asr89@mail.ru

Аннотация

Впервые получены анизотипные гетеропереходы $p\text{-Cu}_2\text{ZnSn}(\text{Se}_{1-x}\text{S}_x)_4/n\text{-Si}$ методом сульфуризации базовых металлических слоев, предварительно напыленных на подложку из поликристаллического кремния. Анализируются вольт-амперные характеристики и обсуждаются механизмы токопрохождения в созданных структурах.

Ключевые слова: гетеропереход, фотовольтаика, кремний, вольт – амперные характеристики, механизмы токопрохождения.

Введение

В последнее время вырос интерес к полупроводниковым гетеропереходам (ГП) благодаря ряду их преимуществ по сравнению с гомопереходами. Они широко используются в электронике и фотовольтаике [1,2]. При изготовлении солнечных элементов (СЭ) на основе ГП в качестве поглощающего слоя используются прямозонные полупроводники с большим коэффициентом оптического поглощения.

Получению и исследованию гетероструктур на основе $\text{Cu}_2\text{ZnSn}(\text{Se}_{1-x}\text{S}_x)_4$ (CZTSSe) посвящены достаточно много работ [3,4]. Большинство из них посвящено изучению структур на основе гетеропары $\text{CdS}/\text{Cu}_2\text{ZnSn}(\text{Se}_{1-x}\text{S}_x)_4$. Это связано с тем, что CdS представляет интерес для получения барьерного перехода в СЭ, обладает большим коэффициентом оптического поглощения и подходящей шириной запрещенной зоны E_g .

Известно, что при формировании полупроводниковых гетероструктур важное значение имеет выбор материала подложки. В большинстве случаев, исследователи для получения тонких слоев CZTSSe, в качестве подложки используют различные типы стекол. Однако, стекло является далеко не идеальным в качестве подложки для промышленных образцов СЭ, что обусловлено рядом причин. Во-первых, толщина стеклянной подложки составляет не менее 1 мм, что существенно увеличивает вес солнечного элемента, во-вторых, точный контроль щелочных примесей в стеклянной подложке практически невозможен. Щелочные примеси ухудшают воспроизводимость технологического процесса. Кроме того, являясь аморфным веществом, стекло имеет плохую адгезию со многими металлическими пленками, используемым в качестве тыльного контакта.

Кремний является самым распространенным материалом в фотовольтаике и электронике. На основе поликристаллического кремния изготавливаются солнечные элементы [3]. Для получения дешевых, эффективных солнечных элементов представляют большой интерес гетероструктуры, созданные на основе сплава $\text{Cu}_2\text{ZnSn}(\text{Se}_{1-x}\text{S}_x)_4$ и поликристаллического Si. В настоящей работе приведены результаты исследований процессов и условий создания, а также электрических свойств анизотипных ГП $p\text{-Cu}_2\text{ZnSn}(\text{Se}_{1-x}\text{S}_x)_4/n\text{-Si}$, созданных на поликристаллических кремниевых подложках.

Методика эксперимента

Формирование тонкого CZTSSe слоя на Si подложке осуществлялось в два этапа. На первом этапе на подложке из поликристаллического Si, методом вакуумного напыления, образовывались базовые металлические слои компонентов структуры. Процесс проводился в вакууме с остаточным давлением $(3-5) \cdot 10^{-5}$ мм.рт.ст. Соотношение компонентов в базовом слое были взяты в соответствии с стехиометрическим составом соединения $(\text{Se}_{1-x}\text{S}_x)_4$. Последний рассчитывался исходя из атомного веса компонентов и толщины слоя каждого компонента.

На втором этапе производилась селенизация-сульфуризация базового слоя из неограниченного источника, в закрытом объеме. Для этого образцы поликристаллического Si с напыленными

на поверхность металлическими компонентами (Cu, Zn, Sn) соединения, поместили в кварцевую ампулу и откачали вакуум в ампуле до $(1-3) \cdot 10^{-5}$ мм.рт.ст. Для обеспечения равномерной селенизации-сульфизации в ампулу вместе с образцами поместили селен и серу, в количестве, обеспечивающей необходимое давление паров внутри ампулы. Процесс формирования пленки CZTSSe проводился путем термического отжига образцов с базовыми слоями. Для изучения процесса формирования пленок CZTSSe на Si, компоненты напылялись последовательно или параллельно: при последовательном напылении варьировалась последовательность осаждения компонентов. Толщина пленок после каждого этапа напыления контролировалась металлографическим методом. Термический обжиг образцов производился в интервале температур 400 – 600 °С, время обжига варьировалось в пределах 15 – 90 минут. При этом скорость нагрева составляла 15 – 30 град./мин. После обжига образцы остывали до 200 °С со скоростью 10 – 15 град./мин., а затем довели до комнатной температуры вытаскивая ампулу из печи, либо вместе с печкой.

Результаты и их обсуждение

Изучение морфологии выращенных пленок в зависимости от режима получения показали, что более гладкая поверхность обеспечивается при напылении компонентов в последовательности олово – цинк – медь и температурах отжига 510-530 °С. При других последовательностях напыления компонентов и повышении температуры отжига наблюдается некоторая шероховатость поверхности пленок, что, по-видимому, связано с улетучиванием отдельных компонентов соединения. Учитывая это, в дальнейшем термический отжиг производился при температуре 510 °С.

Измерение электрических параметров полученных пленок показало, что все образцы, полученные без специального легирования, обладают дырочным типом проводимости. Это, по-видимому, связано с тем, что при формировании пленок CZTSSe образуются такие структурные дефекты, как вакансии атомов меди $-V_{Cu}$ и замещение атомом меди узла цинка – Cu_{Zn} . Эти дефекты с мелкими акцепторными уровнями определяют тип проводимости сформированных пленок.

Были измерены стационарные вольт- амперные характеристики (ВАХ) созданных ГП $p-Cu_2ZnSn(S_{1-x}Se_x)_4/n-Si$ при комнатной температуре. Омические контакты к структурам получили нанесением эвтектического состава сплава индий-галлий. Прямые и обратные ветви ВАХ $I(V)$ ГП приведены на рис.1. Из рисунка видно, что ГП обладает четко выраженной диодной характеристикой. Причем, пропускное направление во всех ГП наблюдается при подаче положительной полярности внешнего смещения на пленку CZTSSe, что согласуется с зонной моделью исследуемого ГП [5]. Коэффициенты выпрямления в лучших структурах при $|V| = 3-4$ В достигали до значений $K = 450-1050$. Полученные сравнительно небольшие значения K , по-видимому, связаны с несовершенством переходной области ГП.

В области прямых напряжений $V < 0,3$ В (рис.2., кривая 1) прямой ток возрастает по следующему экспоненциальному закону:

$$I = I_s \exp(eV/nkT), \quad (1)$$

где I_s – ток насыщения, n - диодный показатель. Оценка их величин дала следующие результаты: $I_s = (1-2) \cdot 10^{-7}$ А, $n=1,5-2,4$, при $T=300$ К. Анализ этих величин показывает, что при небольших напряжениях в ГП более вероятным является туннельно-рекомбинационный механизм токопереноса.

Как видно из рис. 3. (кривая 1), при напряжениях $0,3 < V < 3,5$ В проявляется степенной механизм токопереноса, т.е. прямой ток подчиняется закону $I \sim V^m$. Значение показателя степени m для различных структур составляло в пределах 1,9- 2,2. Это указывает в пользу преобладания токов, ограниченных пространственным зарядом в режиме подвижности [6]

$$I = (8\epsilon\epsilon_0 \mu_p S/d^3) V^2, \quad (2)$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость CZTSSe, ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума, S – площадь гетероперехода, d – толщина подложки.

Из рис. 1. видно, что прямая ветвь ВАХ ГП $p-Cu_2ZnSn(S_{1-x}Se_x)_4/n-Si$ при напряжении $V > 4$ В подчиняется следующему линейному закону

$$V = V_0 + IR_B, \quad (3)$$

где V_0 – напряжения отсечки, R_B - сопротивление базы. Для ГП $p-Cu_2ZnSnS_4/n-Si$ их величины составляли 3,2 В и $(1,8-2,3) \cdot 10^2$ Ом, соответственно. Изменение сопротивления базы в достаточно широких пределах, по-видимому, связано с изменениями условий кристаллизации CZTS пленок.

При обратном смещении ГП $p-Cu_2ZnSnS_4/n-Si$ зависимость тока от напряжении также подчиняется степенному закону $I \sim V^m$ во всем интервале напряжений. Как видно из рис. 3. (кривая 2),

на обратных ветвях ВАХ можно условно выделить два участка. Для значений $|V| < 0,3$ В показатель степени составляет $m = 2.0 - 2.2$, в этой области ВАХ может быть описана с помощью квадратического закона (2). При увеличении напряжения ($|V| > 0,35$ В) показатель степени уменьшается до $m \approx 1,0$. По-видимому при этом доминирует туннельный механизм, либо преобладают токи, ограниченные пространственным зарядом в режиме насыщения скорости [7].

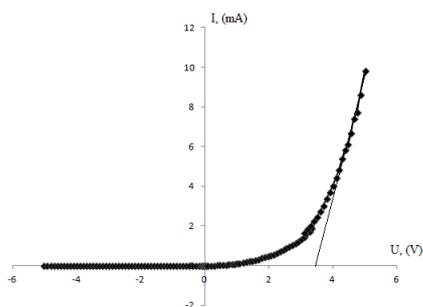


Рис. 1 ВАХ ГП $p\text{-Cu}_2\text{ZnSn}(\text{Se}_{1-x}\text{S}_x)_4/n\text{-Si}$ при $T=300$ К.

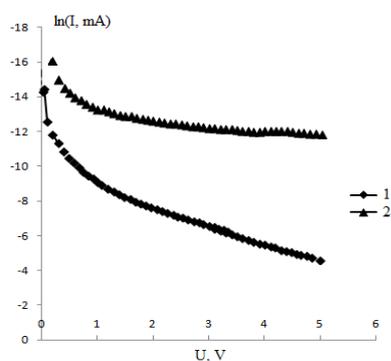


Рис. 2 Стационарная ВАХ ГП $p\text{-Cu}_2\text{ZnSn}(\text{Se}_{1-x}\text{S}_x)_4/n\text{-Si}$ в полулогарифмическом масштабе: 1- прямая ветвь, 2-обратная при $T=300$ К.

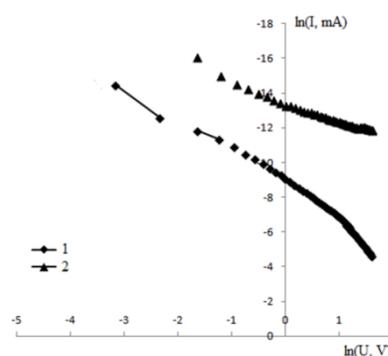


Рис. 3 Прямая (1) и обратная (2) ветви ВАХ ГП $p\text{-Cu}_2\text{ZnSn}(\text{Se}_{1-x}\text{S}_x)_4/n\text{-Si}$ в двойном логарифмическом масштабе при $T=300$ К

Заключение

Таким образом, впервые получены анизотипные ГП $p\text{-Cu}_2\text{ZnSn}(\text{Se}_{1-x}\text{S}_x)_4/n\text{-Si}$ селенизацией-сульфурризацией базовых металлических слоев, предварительно напыленных на подложку из поликристаллического кремния. Из анализа ВАХ ГП $p\text{-Cu}_2\text{ZnSn}(\text{Se}_{1-x}\text{S}_x)_4/n\text{-Si}$ установлены доминирующие механизмы токопереноса. При небольших прямых напряжениях ($V < 0,3$ В) в ГП более вероятным является туннельно-рекомбинационные процессы. В области напряжений $0,3 < V < 3,5$ В преобладает ток, ограниченный пространственным зарядом в режиме подвижности (квадратичный закон). При напряжениях $V > 4,0$ В ВАХ изменяется по линейному закону. При обратном смещении в гетеропереходе преобладают токи, ограниченные пространственным зарядом.

ЛИТЕРАТУРА:

- [1] Sze S.M., Kwok K.N. Physics of semiconductor device. New Jersey. Wiley, 2007. 245 P [2] Фаренбрех А., Бьюб Р. Солнечные элементы: Теория и эксперимент. М.: Энергоатомиздат, 1987. 280 С. (Пер. с англ.: A.L.Fahrenbruch, R.H. Bube. Fundamentals of solar cells. Photovoltaic solar energy conversion. N. Y. 1983. 280 P. [3] Т.К. Todorov, J. Tang, S. Bag, O. Gunawan, T. Gokmen, Yu Zhu and D. V. Mitzi. Adv. Energy Mater. 2013, 3, 34–38. [4] Юсупов А., Адамбаев К., Тураев З.З. Некоторые электрические и фотоэлектрические характеристики гетероструктур $p\text{-Cu}_2\text{ZnSnS}_4/n\text{-Si}$, перспективных для фотопреобразователей // Гелиотехника. 2015. №3. С. 52-55. [5] А.Юсупов, К.Адамбаев, З.Тураев, С.Р.Алиев, А.Кутлимратов. Создание и электрические свойства гетеропереходов $p\text{-Cu}_2\text{ZnSnS}_4/n\text{-Si}$. // Письма в ФТЖ. 2017, № 2, с. 65-69 [6] Hernandez E. // Cryst. Res. Technol., 33, 285 (1998). [7] Ламперт Г., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир. 1973. 414 С.

STRUCTURAL CHARACTERISTICS OF n -GaAs – p -(GaAs) $_{1-x-y}$ (Ge $_2$) $_x$ (ZnSe) $_y$ HETEROSTRUCTURES

S.Zainabidinov¹, M.Kalanov, A.Boboev²

¹Andijan State University named after Z.M. Babur,
Andijan, 170100, Uzbekistan.

E-mail: prof_sirojiddin@mail.ru

²Institute of Nuclear Physics, Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan,
Tashkent, 100214, Uzbekistan.

E-mail: aboboevscp@gmail.com

Abstract

The possibility of growing the (GaAs) $_{1-x-y}$ (Ge $_2$) $_x$ (ZnSe) $_y$ alloy on GaAs substrates by the method of liquid-phase from a tin solution-melt is shown. X-ray diffraction shows that the grown film is single-crystal with the (100) orientation and has the sphalerite structure. The parameter of the crystal-lattice is $a_f = 0.56697$ nm.

Key words: Substrate, liquid-phase, solution-melt, solid solution, epitaxial film, heterostructure, molecule, atom, covalent radii, ionic radii, X-ray, crystal-lattice, single-crystal, sphalerite, nanocrystal.

1. Introduction

The physical properties of heterostructures and the characteristics of devices on their basis depend mainly on the internal stresses and defects in the epitaxial layers, so the determination of the optimum technological conditions, the structural parameters, and the physical properties of particular heterostructures is important from both physical and technological viewpoints. In this context, we present here the results of investigations carried out over the last years on the growth conditions, the structural characteristics of the n -GaAs – p -(GaAs) $_{1-x-y}$ (Ge $_2$) $_x$ (ZnSe) $_y$ heterostructures.

2. Samples and experimental technique

The epitaxial layers under investigation were grown by the method of liquid-phase epitaxy with the technique described in [1]. As substrates, we used GaAs washers 20 mm in diameter and ~350 μ m thick, which were cut from single-crystal n -GaAs with the (100) orientation and doped with tin with a concentration of $(3\div 5)\cdot 10^{17}$ cm $^{-3}$ with the resistivity $\rho = 250$ Ω ·cm. The solution-melt composition was obtained on the basis of preliminary investigations of the GaAs–ZnSe–Sn–Ge system and published data from [2,3]. The layers were grown from the tin solution-melt by forced cooling in an atmosphere of hydrogen purified with palladium. The forced-cooling rate under optimal conditions amounted to 1÷1.5 deg/min. Layers of the (GaAs) $_{1-x-y}$ (Ge $_2$) $_x$ (ZnSe) $_y$ alloys were crystallized in the temperature range of 730-640 $^{\circ}$ C and with a growth rate of $\vartheta = 0.15$ μ m/min. At the initial moment of growth from the solution-melt, GaAs is crystallized because the solution is saturated in relation to GaAs at the chosen epitaxy temperature. At lower temperatures, conditions are implemented for the growth of (GaAs) $_{1-x-y}$ (Ge $_2$) $_x$ (ZnSe) $_y$ alloy because the solution-melt becomes supersaturated with the elements Ge and ZnSe at these temperatures. The grown epitaxial layers had p-type conductivity, and the layer thickness amounted to $d \approx 10$ μ m. It is known that the value of the covalent radii of the elements plays a substantial role during the growth of epitaxial films of complex composition. In this case, the sums of the covalent radii of atoms in the GaAs, Ge $_2$, and ZnSe molecules have close values:

$$\begin{aligned} \Delta r_1 &= |(r_{\text{Ga}} + r_{\text{As}}) - (r_{\text{Ge}} + r_{\text{Ge}})| = |2,41 \text{ \AA} - 2,41 \text{ \AA}| = 0, \\ \Delta r_2 &= |(r_{\text{Ga}} + r_{\text{As}}) - (r_{\text{Zn}} + r_{\text{Se}})| = |2,41 \text{ \AA} - 2,42 \text{ \AA}| = 0,01 \text{ \AA}, \\ \Delta r_3 &= |(r_{\text{Ge}} + r_{\text{Ge}}) - (r_{\text{Zn}} + r_{\text{Se}})| = |2,41 \text{ \AA} - 2,42 \text{ \AA}| = 0,01 \text{ \AA}, \end{aligned} \quad (1)$$

where $r_{\text{Ga}} = 1.22$ \AA , $r_{\text{As}} = 1.19$ \AA , $r_{\text{Ge}} = 1.205$ \AA , $r_{\text{Zn}} = 1.22$ \AA , and $r_{\text{Se}} = 1.20$ \AA are the covalent radii of gallium, arsenic, germanium, zinc, and selenium atoms from the data in [4]. It can be seen from (1) that the difference in the values of the sums of the covalent radii of atoms of GaAs, Ge $_2$, and ZnSe molecules are insignificant, result in no substantial deformation of the crystal lattice, and satisfy the conditions of the formation of a continuous substitutional solid solution [5]. In addition, the sum of the atomic valences in the component molecules is mutually equal, which is also of importance for satisfying the conditions for electro-neutrality:

$$\begin{aligned} z_{\text{Ga}} + z_{\text{As}} &= z_{\text{Ge}} + z_{\text{Ge}}, \\ z_{\text{Ga}} + z_{\text{As}} &= z_{\text{Zn}} + z_{\text{Se}}, \\ z_{\text{Ge}} + z_{\text{Ge}} &= z_{\text{Zn}} + z_{\text{Se}}, \end{aligned} \quad (2)$$

where $z_{\text{Ga}} = +3$, $z_{\text{As}} = +5$, $z_{\text{Ge}} = +4$, $z_{\text{Zn}} = +2$, and $z_{\text{Se}} = +6$ are the valences of gallium, arsenic, germanium, zinc, and selenium atoms, respectively. Thus, two important conditions for the formation of a continuous substitutional solid solution are satisfied in our experiments [5].

Structural studies of the grown film solid solutions, as from the side of the substrate, as the side of film were fulfilled at 300 K with an improved X-ray diffractometer DRON-3M (CuK_α -radiation, $\lambda = 0.15418$ nm) according to the θ - 2θ scheme in the mode of step-by-step scanning. The chemical composition of the epitaxial layer was determined from X-ray analysis. It is shown that the distribution of the components on the surface is homogeneous and along thickness of the film content ZnSe and of Ge_2 varies $0 \leq x \leq 0.17$ and $0 \leq y \leq 0.14$. It reduces the elastic stresses because of the mismatch the lattice parameters of the substrate and those of the film [6].

3. Results and their discussion

In Fig. 1, we show the X-ray diffraction pattern of the GaAs substrate. It can be seen that there are several selective structural reflections with different intensities in the diffraction pattern. The analysis showed that the substrate surface corresponds to the (100) crystallographic plane. The presence of a series of selective reflections of the $\{H00\}$ type (where $H = 1, 2, 3, \dots$) with high intensities on the X-ray diffraction pattern is evidence of this; the structural lines are $(200)_{\text{GaAs}}$ with $d/n = 0.2814$, $(400)_{\text{GaAs}}$ with $d/n = 0.1412$ and $(600)_{\text{GaAs}}$ with $d/n = 0.09422$ nm. Their β components can be seen at the scattering angles $2\theta = 28.2^\circ$, $2\theta = 58.8^\circ$, and $2\theta = 95.2^\circ$, respectively. In the diffraction spectrum at average scattering angles, the structural reflection $(220)_{\text{GaAs}}$ with $d/n = 0.1998$ nm is still observed at $2\theta = 45.4^\circ$ with a low intensity. The high intensity ($2 \cdot 10^5$ pulse \cdot s $^{-1}$) of the main reflection $(400)_{\text{GaAs}}$, a relatively narrow width (FWHM = 0.0039 rad) and the flat minimum of the inelastic background are evidence of a high degree of perfection of the substrate crystal lattice. The experimentally determined value of the substrate lattice parameter is $a_{\text{GaAs}} = 0.56532$ nm, which is very close to its tabulated value of $a_{\text{GaAs}} = 0.5646$ nm [7].

In Fig. 2, we show the X-ray diffraction pattern of an epitaxial film of the $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ solid solution. It substantially differs from the X-ray diffraction pattern for the substrate and an increase in the intensity of the main reflection (400) at 4.5% is observed in it; the intensities of reflections (200) and (600) are increased by 1.7 and 1.4 times, respectively, and the intensity of the reflection (220) is increased insignificantly. New structural lines with $d/n = 0.1268$ nm ($2\theta = 74.9^\circ$), $d/n = 0.1263$ nm ($2\theta = 75.2^\circ$) and $d/n = 0.1001$ nm ($2\theta = 100.8^\circ$) are simultaneously observed, as well as nonmonotonic character of the inelastic-background level in the regions of small and average scattering angles. A relatively narrow width (FWHM = $4.36 \cdot 10^{-3}$ rad) and a high intensity ($2 \cdot 10^5$ pulse \cdot s $^{-1}$) of the main reflection (400), and also the presence of other even orders of reflection on the X-ray diffraction pattern, testify to a high degree of perfection of the film crystal lattice; this means that the grown film has the sphalerite structure (ZnS-type structure) and is single-crystal with the (100) orientation. The size of subcrystallites (blocks) in the film estimated from the width of this peak amounts to about 52 nm.

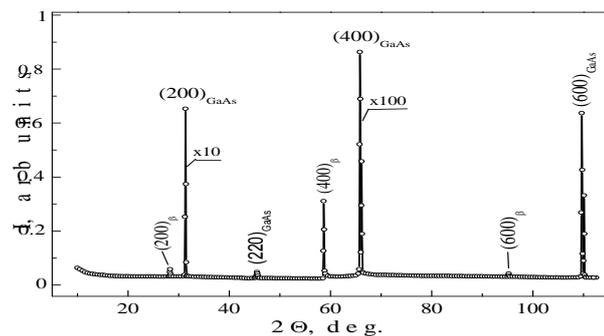


Fig.1. X-ray diffraction pattern of the GaAs substrate

Appreciable splitting of this reflection into α_1 and α_2 radiation components, but less than their calculated values $\{I(\alpha_1) = 2I(\alpha_2)\}$ points to the presence of insignificant elastic microstresses in the film lattice. Lattice microdistortions and a somewhat larger value of the intensity of reflections $\{H00\}$ (where $H = 2, 4, 6$) than the intensities of the same lines of the substrate testify to the partial replacement of some GaAs molecules with Zn, Se, and Ge molecules in its imperfect regions, i.e., at the boundaries and near-boundary interfaces of blocks. This is confirmed by the fact that the film lattice parameters determined

from three reflections, i.e., (200), (400), and (600) with the help of the extrapolation function Nelson Reilly $\xi = (1/2) \cdot [(\cos 2\theta/\theta - \cos 2\theta/\sin\theta)] - a_f = 5.6568 \text{ \AA}$ are somewhat larger than the substrate lattice parameter $a_s = 5.6532 \text{ \AA}$. Additional confirmation of this is the presence of weak forbidden reflections (211) with $d/n = 0.2305 \text{ nm}$ ($2\theta = 38.5^\circ$) and (500) with $d/n = 0.1128 \text{ nm}$ ($2\theta = 86.1^\circ$) on the X-ray diffraction pattern for sphalerite structures, the intensities of which are related to the intensities of the main peak (400) as $I(211)/I(400) = 4.73 \cdot 10^{-4}$ and $I(500)/I(400) = 2.74 \cdot 10^{-4}$ respectively [8]. However, the level of inelastic background near the structural reflections (200) and (400) is 22% higher than the background level in similar angular ranges for the substrate. This testifies to the local character of the elastic-energy concentration in the film lattice and the presence of microdistortions in much smaller quantities (it is possible that they are the consequence of the proximity of the ionic radii of film elements: $r_{\text{Zn}} = 0.074 \text{ nm}$, $r_{\text{Se}} = 0.050 \text{ nm}$, $r_{\text{As}} = 0.058 \text{ nm}$, $r_{\text{Ga}} = 0.062 \text{ nm}$ and $r_{\text{Ge}} = 0.053 \text{ nm}$) [9].

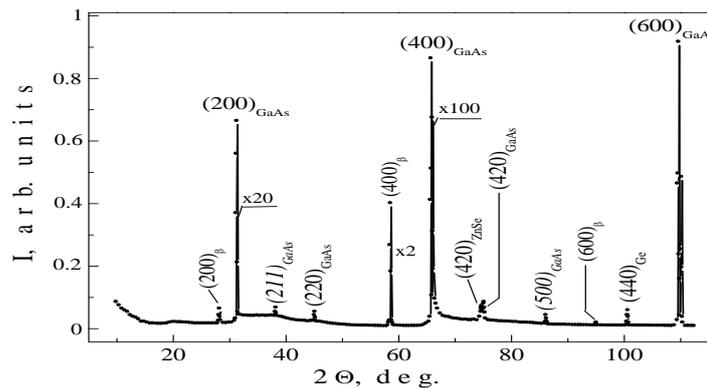


Fig.2. X-ray diffraction pattern of the $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ epitaxial film

Apparently, such small distortions of the lattice stimulate the formation of nanoinclusions of various phases for energy stabilization of the film. Investigations of the shapes of diffraction reflections (600) showed that they are resolved into α_1 and α_2 radiation components for the GaAs and ZnSe lattice, respectively (Fig. 3). The existence of such distortions of the crystal lattice of the films under investigation is probably the cause of the formation of various nanoformations. Confirmation of the formation of nanoinclusions in the crystal lattice lies in the occurrence of several new selective reflections with a significant intensity in the diffraction pattern. Analysis showed that new structural lines with $d/n = 0.1268 \text{ nm}$ ($2\theta = 74.9^\circ$) and $d/n = 0.1263 \text{ nm}$ ($2\theta = 75.2^\circ$) are diffraction reflections from the planes (420) of the crystal lattices of ZnSe and GaAs nanocrystals with sizes of ~ 59 and $\sim 48 \text{ nm}$, respectively. The structural peak (440) with $d/n = 0.1001 \text{ nm}$ ($2\theta = 100.8^\circ$) belongs to the crystal lattice of Ge nanocrystals $\sim 44 \text{ nm}$ in size. The experimentally determined values of the parameters of zinc-selenium and gallium-arsenide lattices amounted to $a_{\text{ZnSe}} = 5.6697 \text{ \AA}$ and $a_{\text{GaAs}} = 5.6697 \text{ \AA}$, which are close to their tabulated values of $a_{\text{ZnSe}} = 5.661 \text{ \AA}$ and $a_{\text{GaAs}} = 5.646 \text{ \AA}$, respectively [8]. The lattice constant of Ge nanocrystals determined from the X-ray diffraction pattern amounted to $a_{\text{Ge}} = 5.6625 \text{ \AA}$, which is also close to its tabulated value of $a_{\text{Ge}} = 5.6576 \text{ \AA}$ [8].

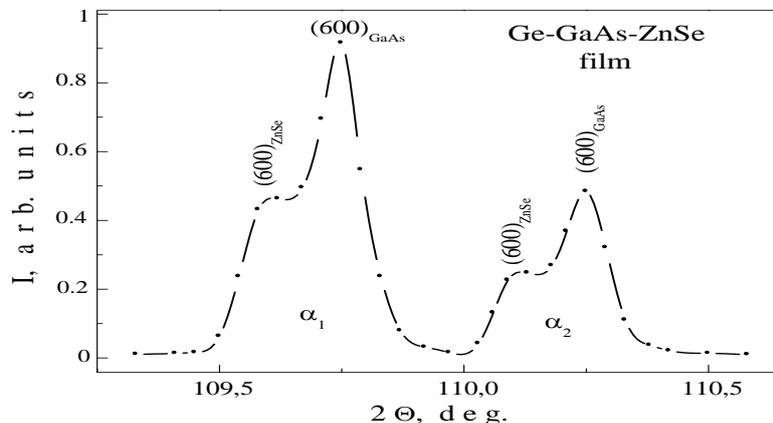


Fig.3. Shape of reflection (600) from the $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ epitaxial film.

4. Conclusion

Thus, on the basis of the obtained results it is possible to do following conclusions:

- the optimum technological modes are determined for the growth of structurally perfect epitaxial layers of the $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ alloy 10 μm thick on GaAs substrates (cooling rate of $1\div 1.5$ deg/min, temperature of 730-640°C, and growth rate of $\vartheta = 0.15$ $\mu\text{m}/\text{min}$).

- the investigations showed that the epitaxial layers of $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ alloy obtained using the above technology on GaAs with a thickness of 10 μm have structural perfection of a reasonably high degree, the sphalerite structure, and are single-crystal with block sizes of 52 nm and an orientation corresponding to that of the substrate;

- ZnSe and Ge molecules in part replace GaAs molecules in imperfect regions of the matrix lattice at the boundaries and near-boundary regions of phases and at the interfaces between with subsequent segregation of Ge ions and ZnSe molecules and the formation of nanocrystals at these places ($r_{\text{Ge}} = 44$ nm and $r_{\text{ZnSe}} = 59$ nm).

This work was supported by grant № FA-F2-F120 and F-2-28 of the Committee on the coordination and development of science and technology of the Government of Republic of Uzbekistan

REFERENCES

- [1] Saidov A.S., Razzakov A.Sh., Risaeva V.A. and Koschanov E.A., 2001. Mater. Chem. Phys. 68, 1.[2] Andreev V.M., Dolginov L.M., and Tret'yakov D.N., 1975. Liquid Epitaxy in Technology of Semiconductor Devices. Sov. Radio, Moscow, (in Russian).[3] Saidov A.S., Saidov M.S., and Koshchanov E.A., 1986. Liquid Epitaxy of Compensated Layers of Gallium Arsenide and Solid Solutions Based on it. Fan, Tashkent, (in Russian).[4] Chemist's Manual, Ed. by Nikol'skii B.P., 1982. Khimiya, Moscow, Leningrad. (in Russian).[5] Saidov M.S., 2001. Geliotekhnika, №3, 4.[6] Zainabidinov S.Z., Saidov A.S., Kalanov M.U., Rustamova V.M., Hamraeva R.N., Nishonova D.A., Boboev A.Y., Usmonov J.N., 2013. The scientific bulletin of ASU. №214-18 (in Russian). [7] Gorelik S.S., Rastorguev L.N., and Skakov Yu.A., 1970. X-Ray and Electronic Optical Analysis (Metallurgiya, Moscow, (in Russian).[8] Shul'pina I.L., Kyutt R.N., Ratnikov V.V., Prokhorov I. A., Bezbakh I. Zh., and Shcheglov M.P., 2010. Tech. Phys. 55, 537.[9] Short Handbook of Physical Chemical Quantities, Ed. By Ravdel' A.A. and Ponomareva A.M., 1983. Khimiya, Leningrad, (in Russian).

АНИЗОТРОПИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПРОПУСКАНИЯ СОЛНЕЧНОГО СВЕТА В МОНОКРИСТАЛЛАХ GaP

М.А.Абдукадыров, Н.А.Ахмедова, С.Ю.Машарипова

Университет информационных технологий, г. Ташкент

Интерес к исследованию коэффициента пропускания света монокристаллических пластин GaP в длинноволновой области за краем фундаментальной полосы поглощения обусловлен возможностью использования их в качестве широкозонного оптического окна в фотопреобразовательных и оптоэлектронных структурах [1,2].

Данное сообщение посвящено изучению влияния состояния поверхности монокристаллов GaP на величину коэффициента пропускания света (T) в спектральном диапазоне $0,5 < \lambda < 0,9$ мкм. Объектом исследования служили нелегированные монокристаллы GaP, толщиной ~ 300 мкм, ориентированные по кристаллографическому направлению $\langle 100 \rangle$, лучевоспринимающие поверхности которых обработаны различными способами. В монокристаллах GaP плотность дислокации не превышала $5 \cdot 10^4$ см⁻². Исследования проводились по методике [3], которая основана на измерении прошедшего через широкозонный кристалл светового излучения. Регистрирующим фотодатчиком (ФД) служил гетероструктура на основе GaAs-AlGaAs, обладающий в исследованном спектральном диапазоне токовой фоточувствительностью 0,36-0,45 А/Вт.

Результаты экспериментальных исследований показали, что величина фототока ФД, а следовательно и T , существенно зависит от способа обработки поверхности GaP. Освещение поверхности образцов, шлифованных абразивными порошками M14 и M5 сопровождается снижением величины фототока ФД на 48 и 35 % соответственно по сравнению с фототоком, полученным при освещении гладкополированных пластин GaP. При использовании шлифованных поверхностей GaP полупроводник, как известно, обладает наименьшим коэффициентом прямого отражения. Несмотря

ря на это, спад фототока ФД связан, видимо, с усилением дисперсного рассеяния света [4] из-за образования нарушенных слоев в приповерхностных областях монокристалла.

Для оценки толщины нарушенного слоя проводилось химическое травление поверхности монокристалла в полирующем травителе, состоящем из $1\text{чHNO}_3 + 3\text{чHCl}$. Выявлено (рис. а), что в процессе стравливания поверхности механически обработанного GaP, т.е. по мере удаления нарушенного слоя, фототок ФД растет сначала резко, а затем медленно, стремясь к насыщению. При этом по мере стравливания поверхности механически шлифованного GaP фототок практически выравнивается с фототоком ФД, полученным при гладкой полировке кристалла алмазной пастой. Дальнейшее травление в течении 60 с GaP приводит к существенному изменению фототока ФД. Следовательно, достижение максимального значения фототока можно рассматривать как критерий отсутствия нарушенного слоя и качества обработки поверхности GaP.

Наблюдаемые разные времена травления для достижения фиксированного значения фототока ФД свидетельствует о различных толщинах нарушенного слоя (табл.). Увеличение фототока ФД при нанесении на травленную поверхность GaP окисной пленки подтверждает о росте T благодаря просветляющего действия нанесенного окисного слоя, снижающую коэффициент отражения в рассматриваемой полосе спектра.

В ходе экспериментальных исследований нами обнаружено усиление анизотропии T при механической обработке полярных граней GaP. Выявлено, что спад фототока ФД при освещении грани (111)В заметно больше, чем в случае грани (111)А. Полученного результата можно объяснить тем, что sp^2 -связи атомов III группы, которыми оканчивается галлиевая поверхность кристалла (111)А, отклоняются от основного направления sp^3 -связей в полупроводнике, стремясь осуществить тригональную конфигурацию, характерной для кристаллов III группы. В результате происходит деформированное сжатие [5] данной грани.

В случае p^3 -связи элементов V группы осуществляется пирамидальная конфигурация, отклоняющаяся от sp^2 -связей, т.е. связи на поверхности (111)В относительно растянуты [5]. Следовательно из-за различия в строении граней (111)А и (111)В микротвердость исследуемых поверхностей GaP разная, в результате чего при одинаковой механической обработке образуются нарушенные слои различной толщины (рис.б).

Зависимость толщины нарушенного слоя и пропускной способности монокристаллов GaP от способа обработки поверхности (111)А и (111)В граней

Обработка поверхности GaP	Толщина нарушенного слоя, мкм		Максимальное значение I/I_0	
	(111)А	(111)В	(111)А	(111)В
Шлифовка абразивным порошком М14	8-9	11-12	0,53	0,51
Шлифовка абразивным порошком М5	4-5	6-7	0,67	0,64
Алмазная полировка	< 1	~ 1	1,05	0,92
Травление в растворе $1\text{ч HNO}_2 + 3\text{ч HCl}$	<<1	<<1	1,04	1,03

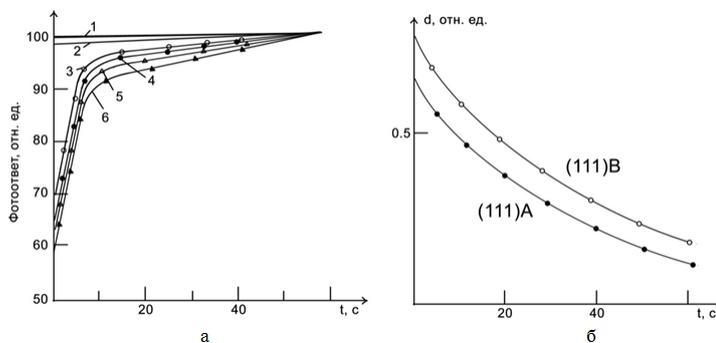


Рис. Зависимость фотоответа ФД от времени травления GaP кристалла при различных способах его обработки и ориентации поверхности (а), зависимость толщины нарушенного слоя полярных граней GaP, обработанного порошком М14 от времени травления (б), 1,2- гладкополированные поверхности граней (111)А и (111)В соответственно, 3,4 – соответствующие поверхности при механической шлифовке абразивным порошком М5, 5,6 – порошком М14, I_0 - фототок ФД при освещении гладкополированной лицевой поверхности GaP, I – фототок ФД при использовании специально необработанных исходных пластин GaP.

Таким образом, в монокристаллах GaP наблюдается анизотропия коэффициента пропускания светового излучения в зависимости от кристаллографической ориентации и данный эффект объясняется, прежде всего, разными физико-механическими свойствами полярных граней.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Abdulkadirov M.A., Ganiev A.C., Dzumaniyazov I.O. Properties of heterophotoconverting structures under the influence of concentrated sunlight. European Science and Technology. Myunhen. Germany. 2012. 4p. [2] Берга., ДинП. Светодиоды. Пер. с англ. под. ред. А.Э.Юновича. М.: Мир. 1979. 688с. [3] Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М.: Высшая школа. 1987. 239с. [4] Файнштейн С.М. Обработка и защита поверхности полупроводниковых приборов. М.: Энергия.1979. 296с. [5] Концевой Ю.А., Литвинов Ю.М., Фаттахов Э.А. Пластичность и прочность полупроводниковых материалов и структур. М.: Радио и связь. 1982. 240с.

СВОЙСТВА GAAS/ALGAAS ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ «ПРОЗРАЧНОЙ» КОНСТРУКЦИИ ПРИ КОНЦЕНТРИРОВАННОМ СОЛНЕЧНОМ ИЗЛУЧЕНИИ

М.А.Абдукадыров, Н.Ф.Акбаров, А.С.Ганиев

Университет информационных технологий, г.Ташкент

Важным преимуществом гетерофотопреобразователей (ГФП) на основе GaAs/AlGaAs является их способность эффективно преобразовать концентрированное солнечное излучение, вследствие чего пропорционально к степени концентрации солнечного потока уменьшается площадь ГФП для получения заданной мощности, соответственно и снижается себестоимость фотоэлектрического модуля [1,2]. Если в фотоэлектрическом модуле отсутствует системы специального охлаждения, это способствует дополнительному снижению её себестоимости. Вместе с тем, преобразование концентрированного солнечного излучения в условиях без специального охлаждения GaAs/AlGaAs ГФП практически не изучены.

В данном сообщении приводятся результаты исследований ГФП со структурой $pAl_{0,8}Ga_{0,2}As/pGaAs/nGaAs/nAl_{0,8}Ga_{0,2}As/nGaP$ (рис.а), полученные методом жидкофазной эпитаксии. Толщина слоя $pGaAsd \approx 0,5 \dots 1 \mu m$ (2), $nGaAs \approx 2 \dots 3 \mu m$ (3) и $nAl_{0,8}Ga_{0,2}As$ (1,4). Концентрация электронов и дырок в слоях p и n-типа проводимости близки к значениям, обычно используемым в GaAs/AlGaAs ГФП. Двусторонние омические контакты сформированы на основе Ag+Ni.К подложке (5) и слою pAlGaAs (1) были нанесены контакты полосовой формы (6,7), где расстояние между полосами ~ 1 мм, ширина каждой полосы ~ 100 мкм. При этом, общая площадь омических контактов не превышает 10% площади ГФП. Структура ГФП установлена на медный держатель сетчатой формы с тыльной стороны кристалла из GaP (8). ГФП освещался через поверхности $pAl_{0,8}Ga_{0,2}As$. Степень концентрации солнечного излучения изменялась в пределах $1 \leq K_c \leq 100$. Преобразование солнечного излучения в ГФП исследованы в режиме естественного теплообмена (пассивное охлаждение).

Представленная на рис.а, гетероструктура включает основные достоинства GaAs/AlGaAs ГФП с тыльным гетеропотенциальным барьером. Значительное снижение последовательного сопротивления в лицевой области достигается использованием широкозонного AlGaAs с толщиной ~ 10 мкм. Кроме того, обеспечивается высокая прозрачность ГФП к длинноволновым фотонам с $\lambda \geq 0,85$ мкм и эффективный отвод тепла за счет высокой теплопроводности (77 Вт/м К) GaP[3]. Варьированием толщиной $pGaAs$ в пределах $0,5 \dots 1$ мкм выявлено, что наиболее высокая токовая фоточувствительность в основной полосе поглощения достигается при толщине поглощающего GaAs $\sim 0,5$ мкм ввиду близости толщины и диффузионной длины дырок.

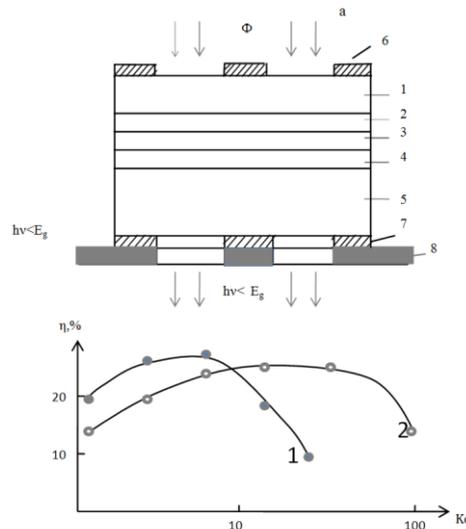


Рис. Структура ГФП «прозрачной» конструкции с GaAs p-n переходом (а) и зависимость коэффициента полезного действия от степени концентрации солнечного потока K_c (б), 1- известный GaAs/AlGaAs ГФП на GaAs подложке, 2- GaAs/AlGaAs ГФП на GaP подложке.

При этом резкий коротковолновый спад фотоответа все же определяется параметрами лицевого слоя, где при толщине ~ 10 мкм коротковолновый край спектра фотоответа соответствует $\lambda \approx 0,55$ мкм. Величина последовательного сопротивления R_n , в которой связана с параметрами фронтальной области следующим образом

$$R_n = \frac{1}{3} R_c + R_k \approx \frac{1}{3} \frac{\rho_c l_1}{d l_2} \quad (1)$$

где R_c, R_k – слоевое и контактное сопротивление слоя, d – толщина слоя, l_1, l_2 размеры ГФП поперек контактной полосы и вдоль нее. В нашем случае $l_1, l_2 \approx 0,1$. Величина R_n , оценена также из темновых и световых ВАХ, согласно

$$R_n = \frac{U_T - U_{xx}}{I_{кз}} \quad (2)$$

где U_T – напряжение на гетероструктуре при пропускании через него в темноте тока от внешнего источника, по величине, равное току короткого замыкания $I_{кз}$. Величина R_n для pAlGaAs $R_n \approx 0,55$ Ом, для nGaP $R_n \approx 0,55$ Ом. Удельное контактное сопротивление для исследованных структур $R_n \approx 10^{-4}$ Ом.см. Полученные низкие значения R_n в исследованных структурах способствует ослаблению омических потерь при больших интенсивностях светового потока.

Повышение эффективности преобразования концентрированного солнечного излучения предусматривает улучшение отвода больших удельных тепловых потоков от p-n перехода. Если отвод тепла от p-n перехода осуществляется только за счет естественно-конвективного теплообмена, а изменение температуры связано, в основном, влиянием падающего солнечного излучения, равновесная рабочая температура p-n перехода

$$T = (\alpha_c - \eta) E_{nao} [(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \sigma]^{0.25} \quad (3)$$

где α_c – интегральный коэффициент поглощения солнечного излучения передней поверхностью, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – интегральные значения коэффициентов собственного теплового излучения передней и тыльной поверхностью ГФП соответственно, σ – постоянная Стефана Больцмана. Приведенные (3) зависимости позволяет определить величину K_c , соответствующей оптимальному значению вырабатываемой ГФП фотоэлектрической мощности. В реальных условиях при естественно-конвективном теплообмене величина T возрастает в зависимости от K_c . Увеличение величины T ГФП сопровождается уменьшением E_g твердого раствора, что приводит к увеличению фототока за счет некоторого расширения спектра fotocувствительности p-n перехода в сторону длинных волн. Как показали экспериментальные исследования, данное явление проявляется до $K_c \approx 50$. При более высоких значениях K_c подобный рост фототока становится недостаточным для компенсации

спада U_{xx} из-за температурной зависимости тока насыщения р-п перехода, а также спада фактора заполнения ВАХ, что и происходит снижение η .

Снижение R_n и улучшение теплового режима за счет прозрачности ГФП к длинноволновым (тепловым) фотонам благодаря использования в качестве несущего кристалла широкозонного GaP с более высокой теплопроводностью [4]. по сравнению с GaAs (0,44Вт/см.К) повышает оптимальный фототок до одного порядка. Температурный коэффициент фототока р-п перехода составляет $\sim 10^{-4}/^\circ\text{C}$ и практически не зависит от K_c . Аналогично объясняется рост оптимальной концентрации солнечного потока, поскольку $K_{\text{опт}} \sim 1/R_n$, что позволяет сместить границу достижения максимального значения η в область больших концентраций светового потока K_c . Это подтверждает рис.б, кривая 2.

Таким образом, в исследованных GaAs/AlGaAs ГФП «прозрачной» конструкции при прочих равных условиях достигается достаточно высокая устойчивость ГФП к тепловым воздействиям и более высокая оптимальная концентрация светового потока в условиях без специального охлаждения по сравнению с традиционными ГФП.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Лантратов В.М., Калюжный Н.А., Минтаиров С.А. и др. Высокоэффективные двухпереходные GaInP/GaAs солнечные элементы, полученные методом МОС-гидридной эпитаксии. ФТП. 2007. Т.41.С.751-754. [2] Грилихес В.А., Орлов П.П., Попов Л.Б. Солнечная энергия и космические полеты. М.: Наука, 1984.-216с. [3] Кейси Х.К., Паниш М.Б. Лазеры на гетероструктурах.Т.2. М.: Мир.1981. -363с. [4]Баранский П.И., Клочков В.П., Потыкевич И.В. Полупроводниковая электроника. Киев. Наукова думка. 1975. -704с.

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

Г.Абдурахманов

Научно-технический центр АО «Узбекэнерго»
Ташкент 100125, Узбекистан, ул. Дурмон йули, 29
E-mail: gulmirzo@mail.ru

Аннотация

Показано, что существующие физические представления о природе термоэлектрических явлений (Зеебека, Пельтье и Томсона), основанные на линейной неравновесной термодинамике, не согласуются с экспериментальными данными, полученными в широком диапазоне температур на разных материалах (чистые металлы, Si, Ge, интерметаллические и оксидные соединения, бориды, силициды), где наблюдаются резкие экстремумы коэффициента термоЭДС (рост в 100-10000 раз) и смена его знака. Обоснована необходимость использования методов нелинейной неравновесной термодинамики, а также представлений о структуре термоэлектрических материалов для объяснения наблюдаемых особенностей термоэлектрических эффектов.

Ключевые слова: коэффициент термоЭДС, температурная зависимость, аномалии, нелинейная теория

1. Введение

В последние два десятилетия резко возрос интерес к термоэлектрическим явлениям в различных материалах вследствие а) угрозы истощения запасов ископаемых топлив (нефть, газ, уголь), и требуется создание достаточно эффективных и дешевых способов использования энергии возобновляемых источников; б) расширения технических и технологических возможностей человечества, увеличивающего количество бросового тепла, которое загрязняет окружающую среду и создает угрозу существованию человека, что вынуждает искать способы использования этого тепла (вторичных энергоресурсов); в) обнаружения нового класса термоэлектрических материалов и создания теории «фононное стекло, электронный кристалл» (Slack, 1995).

Важен также научный аспект, заключающийся в том, что термоэлектричество а) дает информацию о состоянии электронной подсистемы в различных веществах; б) служило и служит экспериментальной основой для проверки представлений неравновесной термодинамики.

Существующие теории термоэлектрических явлений, начинающиеся с работ У. Томсона (1854), являются линейными приближениями неизвестной функции $\Delta U(T, \Delta T)$, в то время как ряд экспериментальных данных о температурной зависимости коэффициента термоЭДС и о его абсолютной величине в широком диапазоне температур не согласуется с результатами этих теорий (по-

лученными в рамках линейных неравновесной термодинамики и кинетической теории, включая соотношения взаимности Онзагера).

В настоящей работе будут рассмотрены теоретические представления и экспериментальные данные по термоэлектрическим явлениям в разных по составу (металлы и их сплавы, оксидные и интерметаллические соединения, бориды и силициды, органические полупроводники) и структуре (кристаллические и аморфные) материалах, и обсуждаются пути устранения упомянутых выше расхождений между теорией и экспериментом в термоэлектричестве.

2. Теоретические основы

Известны три термоэлектрических явления: 1) явление Зеебека - генерация термоЭДС ΔU в веществе под действием перепада температуры $\Delta T = T_H - T_C$ (открыто в 1821 г.); 2) явление Пельтье - охлаждение одного контакта ($Q_P < 0$) и нагрев другого контакта ($Q_P > 0$) разнородных проводников при протекании электрического тока I (открыто в 1834 г.); 3) явление Томсона (1854 г.) - выделение ($Q_T > 0$) или поглощение ($Q_T < 0$) дополнительного тепла в проводнике, если вдоль него существует перепад температур ΔT и одновременно протекает электрический ток I . Здесь T_H и T_C соответственно температура горячего и холодного концов образца. Наиболее изучены и часто используются явления Зеебека (генераторы электрической энергии) и Пельтье (холодильники, нагреватели, тепловые насосы), причем эти явления считаются взаимно обратными, а явление Томсона имеет в основном научный интерес из-за малой величины τ .

Термоэлектрические свойства вещества характеризуются коэффициентами Зеебека S (коэффициент термоЭДС), Пельтье π и Томсона τ :

$$\Delta U = S \Delta T,$$

$$Q_P = \pi I,$$

$$Q_T = \tau I \Delta T.$$

В выражениях (2) и (3) количество дополнительного тепла Q_P и Q_T является линейной функцией протекающего тока I , в отличие от джоулева тепла $Q_J = I^2 R$. Поэтому выделение или поглощение Q_P и Q_T зависит от направления тока. При этом считается эффект Томсона положительным ($Q_T > 0$), если ток I , совпадающий по направлению с градиентом T , вызывает нагрев проводника. Самойлович и Коренбит (1953) подчеркивают, что выделение тепла, пропорционального току, связано исключительно с неоднородностью системы, по которой течет ток, причем совсем не обязательно, чтобы эта неоднородность была обусловлена химическим различием. Например, теплота Пельтье выделяется (поглощается) на границе механически деформированной и недеформированной (закаленной и не закаленной) частей однородного проводника (Хвольсон, 1915).

Термодинамическая теория Томсона (1854) связывает коэффициенты S , π и τ между собой (первое и второе термоэлектрические соотношения соответственно):

$$\tau = T \frac{dS}{dT},$$

$$\pi = T \cdot S.$$

Непосредственное измерение $S(T)$ в однородном материале принципиально невозможно (за-кон Магнуса, 1851; Зеегер, 1977), и ее определяют из измеренной $\tau(T)$ по соотношению (4) (Таблицы, 1976):

$$S(T) = \int_0^T \frac{\tau(T)}{T} dT.$$

Дальнейшее развитие термодинамики термоэлектрических явлений привело к соотношениям взаимности (Онзагер, 1931) $L_{12} = L_{21}$ кинетических коэффициентов в обобщенных линейных уравнениях для потоков заряда $j(T, E)$ и тепла $q(T, E)$:

$$j = -L_{11} \nabla \frac{\mu}{T} + L_{12} \nabla \frac{1}{T},$$

$$q = -L_{21} \nabla \frac{\mu}{T} + L_{22} \nabla \frac{1}{T} - \mu j,$$

где $\mu = \mu_0 + e\varphi$ – электрохимический потенциал, состоящий из химической μ_0 и электрической φ частей.

Линейные уравнения (7) и (8) для потоков заряда и тепла, приводящие к соотношениям взаимности Онсагера (1931), отрицают возможность возникновения термоЭДС в однородном изотропном проводнике (закон Магнуса, 1851; см. также Самойлович и Коренблит, 1950). При этом Самойлович и Коренблит (1950) подчеркивают, что допущение об обратимости термоэлектрической теплоты (Пельтье и Томсона) не вытекает из второго принципа термодинамики и является дополнительным предположением. С другой стороны, при выводе формул (4) и (5) У. Томсон рассматривал термоэлектрические явления как обратимые, что не является достаточно обоснованным. Именно этот момент теории Томсона критиковал Больцман, однако, как указывают Самойлович и Коренблит (1950), в силу многочисленных экспериментальных подтверждений теории Томсона дискуссия потеряла актуальность. Ниже мы увидим, что этими подтверждениями служили экспериментальные данные, практически не содержащие нелинейные участки, а когда такие данные появлялись (см., например, Хвольсон, 1915), то их исключали из рассмотрения как аномалии.

Здесь же отметим, что в определении коэффициента Зеебека (1) $e\Delta U$ представляет собой избыток кулоновской энергии электронов на холодном конце образца относительно горячего конца, созданный их диффузией под действием избытка тепловой энергии $k_A \Delta T$ на горячем конце относительно холодного (рис. 1). Поэтому обоснованно можно считать $e\Delta U \leq k_A \Delta T$, что в стационарном состоянии без тока во внешней цепи (режим холостого хода) приводит к максимальной величине коэффициента Зеебека: $|S| \leq k_A / e = 86,25 \text{ мкВ/К}$. Здесь k_A – постоянная Больцмана. Важно, что этот предел не зависит ни от исследуемого вещества, ни от диапазона температур.

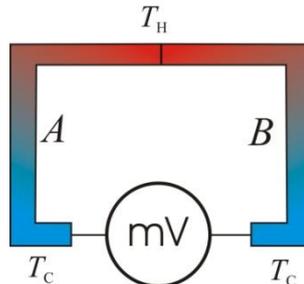


Рис. 1. Схема измерения термоЭДС (явления Зеебека)

Рост $S(T)$ при низких температурах (рис. 2) обычно объясняют фоновым увлечением (Гольдсמיד, 2010; Ivanov, 2006; Иванов, 2006; см. также Зеегер, 1977). Суть этого механизма в том, что одновременно с электронами к холодному концу образца двигаются и фононы (тепловые колебания атомов). Последние, сталкиваясь с электронами, частично передают им свой импульс, создавая дополнительный поток заряда и добавочную термоЭДС.

Оценка этой добавочной термоЭДС дает от 400 мВ/К до 10 В/К (Зеегер, 1977). Однако для того, чтобы в измерениях термоЭДС в этих случаях было применимо определение S (1) как постоянной или слабо меняющейся величины, нужно обеспечить перепад температур $\Delta T \ll T$, но тогда средний избыток энергии фононов $k_A \Delta T \approx 100 \text{ мкэВ}$ существенно меньше $e\Delta U \approx 0,4 \div 10 \text{ эВ}$ – кулоновской энергии электронов, и требуется выяснить источник их дополнительной энергии.

Еще один вопрос к теории Томсона возникает при совместном рассмотрении определения (1) коэффициента Зеебека S и первого соотношения Томсона (4). Определение (1) по сути можно рассматривать как первый член разложения неизвестной функции $\Delta U(\Delta T)$ по степеням аргумента ΔT (сравните с определениями температурных коэффициентов линейного расширения, электрического сопротивления, емкости, индуктивности), когда неявно предполагается постоянство S (не зависит от T и ΔT). Но тогда согласно (4) явление Томсона должно отсутствовать: $\tau = TdS / dT = 0$.

Сравнивая распределение потоков энергии в ветвях термоэлемента (рис. 1) по теории Томсона и по результатам компьютерного моделирования, Spry (2015) заключает, что теория У. Томсона основывается на ошибочной предпосылке, и для описания термоэлектрических явлений достаточно четырех параметров материала (σ , κ , S и π), нет необходимости вводить явление Томсона.

3. Экспериментальные результаты

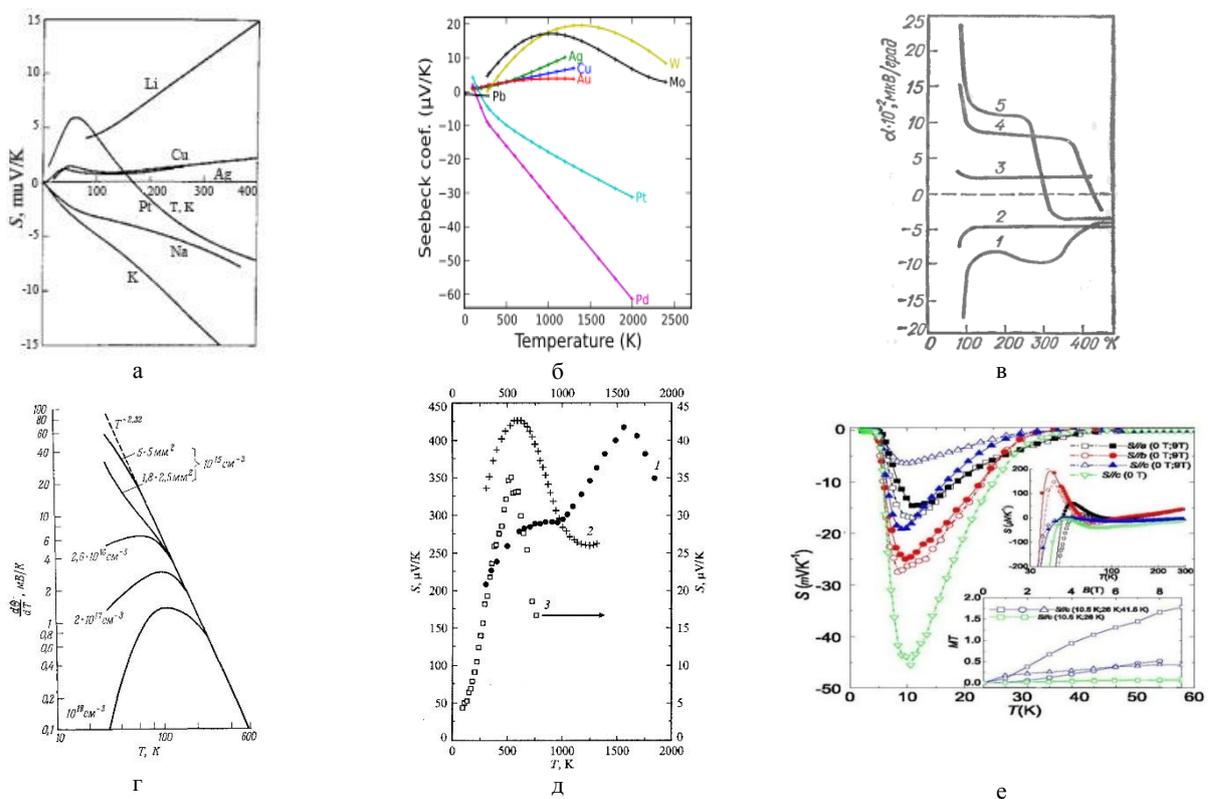
За почти двухвековую историю термоэлектричества были экспериментально исследованы термоэлектрические свойства различных материалов, показавшие как согласие в определенных областях температуры с соотношениями (1), (7) и (8), предполагающими постоянство (слабое изменение) величины S , π и τ , так и существенные отклонения от этих соотношений, особенно при низких T . Нарис. 2 показана температурная зависимость $S(T)$ различных материалов. Отметим некоторые особенности экспериментальных данных на рис. 2: 1) резкое изменение $S(T)$ при низких температурах; 2) изменение знака S в некоторых веществах; 3) максимальная величина S во многих веществах существенно превышает указанный выше предел в 86 мкВ/К. Например, в соединении $\text{TlInSe}_2 S \approx 10 \text{ В/К}$ при $T \leq 100 \text{ К}$ (рис. 1д), а в органическом полупроводнике $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6 S(T)$ растет при $T \rightarrow 0 \text{ К}$ (рис. 2и) вместо уменьшения по теории. Отметим, что свойства 1) и 2) были обнаружены в металлах более 100 лет назад (Хвольсон, 1915).

Следствием этих особенностей является сильная температурная зависимость коэффициентов Пельтье π и Томсона τ , определяемых соотношениями (4) и (5).

Зеегер (1977) приводит зависимость $S(T)$ в кремнии (рис. 2г), где достигается $S(T) \approx 100 \text{ мВ/К}$ при $T = 30 \text{ К}$, как подтверждение фононного увлечения. Однако здесь также возникает вопрос об источнике дополнительной энергии электронов для выполнения закона сохранения энергии.

Среди материалов, термоэлектрические свойства которых исследованы, особняком стоит силикатное стекло, легированное оксидом рутения (Abdurakhmanov and Abdurakhmanova, 2005; Abdurakhmanov, 2011; Abdurakhmanov, 2014), у которого вблизи комнатной температуры наблюдаются металлические свойства ($S \approx 10\text{-}20 \text{ мкВ/К}$), а максимум $S(T)$ до $1,7 \text{ мВ/К}$ наблюдается не при низких температурах, а при $T \approx 970\text{-}1000 \text{ К}$ (рис. 2л). Такое поведение, сопровождающееся сходным изменением сопротивления $R(T)$, является следствием структурных превращений в нанокристаллах силикатов, что приводит к изменению положения примесной зоны относительно валентной зоны стекла (Abdurakhmanov and Vakhidova, 2012; Abdurakhmanov, 2014).

К сожалению, в известных публикациях очень мало результатов одновременного измерения $S(T)$ и $R(T)$ на одних и тех же образцах, что сильно затрудняет интерпретацию особенностей $S(T)$, приведенных на рис. 2.



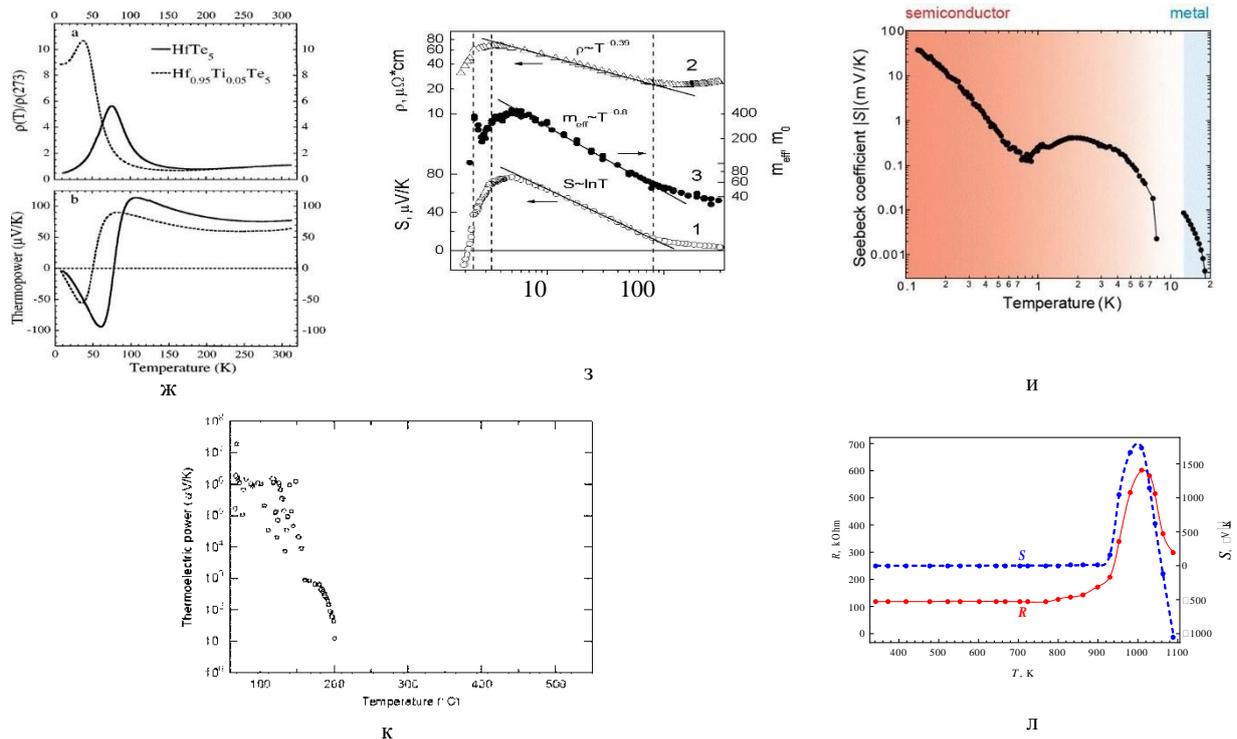


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента термоЭДС: металлов (а) при низких температурах (Dugdale, 1977), (б) при высоких температурах (Christianetal., 1958), (в) германия (GeballeandHull, 1954), (г) кремния (GeballeandHull, 1955), (д) боридов 1- AlB_{12} , 2 - B_{14}Si , 3 - $\text{FeB}_{29.5}$ (Гудаев и Малиновский, 2002), (е) FeSb_2 (Bentienetal., 2007), (ж) монокристаллов HfTe_5 и $\text{Hf}_{0.95}\text{Ti}_{0.05}\text{Te}_5$ (LittletonR. T. IVetal., 1998), (з) CeB_6 1) коэффициента термоэдс $S(T)$, 2) удельного сопротивления $\rho(T)$ и 3) эффективной массы $m^*(T)$ (Ignatovetal., 2006), (и) $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ (Machidaetal., 2016), (к) соединения TlInSe_2 (Mamedovetal., 2006), (л) легированного силикатного стекла (Abdurakhmanov, 2014).

4. Возможные пути решения проблем термоэлектричества

Искать решения вопросов теории термоэлектричества можно в двух направлениях.

Первое направление заключается в учете нелинейной связи термодинамических сил и потоков в выражениях (7) и (8) через слагаемые высших порядков (по крайней мере - второго порядка):

$$j = -L_{11} \nabla \frac{\mu}{T} + L_{12} \nabla \frac{1}{T} + \frac{1}{2} L_{13} \nabla \frac{\mu}{T} \nabla \frac{1}{T} + \frac{1}{2} L_{14} \left(\nabla \frac{\mu}{T} \right)^2 + \frac{1}{2} L_{15} \left(\nabla \frac{1}{T} \right)^2 \quad (9)$$

$$q = -L_{21} \nabla \frac{\mu}{T} + L_{22} \nabla \frac{1}{T} + \frac{1}{2} L_{23} \nabla \frac{\mu}{T} \nabla \frac{1}{T} + \frac{1}{2} L_{24} \left(\nabla \frac{\mu}{T} \right)^2 + \frac{1}{2} L_{25} \left(\nabla \frac{1}{T} \right)^2 - \mu j \quad (10)$$

Бахарева (1976) утверждает, что для коэффициентов линейной части выражений (9) и (10) снова выполняется соотношение взаимности Онзагера $L_{12} = L_{21}$. Нелинейные же слагаемые являются причиной возникновения бифуркаций, турбулентности и гистерезиса, сложных химических процессов (например, реакции Белоусова-Жаботинского), самоорганизации различных систем, в том числе биологических (вплоть до возникновения жизни). Эти явления рассмотрены в фундаментальных работах Пригожина (2002), монографиях Бахаревой (1976), Максимова (2014) главным образом применительно к химико-биологическим процессам.

В термоэлектричестве нелинейные свойства рассматривались в ряде работ (Cimmellietal., 2014; ZhangT., 2015; Yamashita, 2009; Benentietal., 2013) преимущественно как следствие высоких градиентов температуры, возникающих в наноструктурах. При этом Cimmellietal. (2014) отмечают нарушение соотношения взаимности Онзагера из-за нелинейных процессов.

Второе возможное направление устранения накопившихся расхождений между опытом и теорией термоэлектрических явлений, скорее всего, дополняющее предыдущее, основывается на волновой природе теплового излучения. Дело в том, что в существующих теориях термоэлектриче-

ских явлений тепловое воздействие рассматривается только как процесс передачи энергии от нагревателя к электронному газу (тепловая машина), из-за чего меняется давление электронного газа $p = nk_A T$. В отсутствие перепада температуры разность давлений в контактирующих проводниках уравнивается контактной разностью потенциалов. Перепад температур в разнородных проводниках перераспределяет подвижные заряды и создает термоЭДС (Хвольсон, 1915).

При таком рассмотрении остаются вне поля зрения явления дисперсии, резонанса, нелинейности, обусловленные волновой природой теплового излучения (формула Планка) как электромагнитных колебаний с широким спектром, и газа свободных электронов в проводниках как колебательной системы (плазменные или ленгмюровские колебания) с собственной частотой

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m^* \varepsilon \varepsilon_0}}, \text{ где } m^* - \text{ эффективная масса электронов, } \varepsilon_0 - \text{ электрическая постоянная, } \varepsilon -$$

диэлектрическая проницаемость исследуемого материала (Арцимович, Сагдеев, 1979).

Возможно, наблюдаемые особенности $S(T)$ в различных материалах (рис. 2) являются следствием температурной зависимости m^* , ε или n термоэлектрических материалов, особенно в тонкой переходной области их контакта, где имеется сильная зависимость свойств материалов и действующих на электроны сил от пространственных координат.

Такой подход к термоэлектрическим явлениям вводит в рассмотрение, в отличие от линейной неравновесной термодинамики, их временные характеристики.

5. Заключение

Сопоставление теории термоэлектрических явлений и экспериментальных данных в различных материалах (металлы и их сплавы, оксиды, бориды, силициды, интерметаллические соединения) с разной структурой показывает, что наблюдаемая температурная зависимость коэффициента Зеебека (и соответственно коэффициентов Пельтье и Томсона) имеет общие для всех материалов особенности (нелинейность, экстремум, смена знака) и существенно отличается от теоретических представлений. Показано, что возможными путями устранения этих расхождений является учет температурной зависимости параметров материала (электропроводность, теплопроводность, коэффициенты Зеебека, Пельтье и Томсона) с одновременным рассмотрением волновых свойств теплового излучения. Необходимо также экспериментальное исследование на одном и том же образце параллельно зависимостей $S(T)$ и $R(T)$, а также структурных изменений.

С экспериментальной точки зрения требуется также выяснить, где – в однородной части образца или на контактах – возникает термоЭДС, поскольку явления Зеебека и Пельтье считаются взаимно обратными, а последнее, как однозначно установлено, возникает на контакте двух различающихся материалов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Abdurakhmanov, G. and Abdurakhmanova, N. G., 2005. High Temperature Anomalies in Resistivity and Thermoelectric Power of Thick Film Resistors. *Phys. Stat. Sol. (a)* 202, 1799–1802. [2] Abdurakhmanov, G., 2011. On the Conduction Mechanism of Silicate Glass Doped by Oxide Compounds of Ruthenium (Thick Film Resistors). 2. Nanocrystals in the Glass and Charge Carrier's Localization. *American J. of Materials Science* 1, # 1. 12-17. [3] Abdurakhmanov, G. and Vakhidova, G. S. 2012. Structure transitions of silicate nanocrystals in the glass. *American J. of Materials Science* 2, # 1, 37-40. [5] Abdurakhmanov, G., 2014. On the Conduction Mechanism of Silicate Glass Doped by Oxide Compounds of Ruthenium (Thick Film Resistors). 3. The minimum of temperature dependence of resistivity. *World J. Cond. Matter Phys.* 4, #3, 166-178. [6] Benenti, G. et al., 2013. Colloquium: Fundamental aspects of steady state heat to work conversion. arXiv:1311.4430v1 [cond-mat.stat-mech] 18 Nov 2013. [7] Bentien, A. et al., 2007. Colossal Seebeck coefficient in strongly correlated semiconductor FeSb₂. *EPL*, 80 17008. doi: 10.1209/0295-5075/80/17008. [8] Christian, J. W. et al., 1958. "Thermo-Electricity at Low Temperatures. VI. A Redetermination of the Absolute Scale of Thermo-Electric Power of Lead". In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 245 (1241): 213. Bibcode:1958RSPSA.245..213C. doi:10.1098/rspa.1958.0078. [9] Dugdale, J.S., 1977. *The Electrical Properties of Metals and Alloys*. Edward Arnold, London. [10] Ehrenfest, P. and Rutgers, A., 1929. *Proc. Kon. Acad. Amst.*, 32, 698. [11] Geballe, T. H. and Hull, G. W., 1954. Seebeck Effect in Germanium. *Phys. Rev.* 94, 1134-1140. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.94.1134>. [12] Geballe, T. H. and Hull, G. W., 1955. Seebeck Effect in Silicon. *Phys. Rev.* 98, 940-945. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.98.94>. [13] Cimmelli, V. A., Sellitto, A., Jou D., 2014. A nonlinear thermodynamic model for a breakdown of the Onsager symmetry and the efficiency of thermoelectric conversion in nanowires. *Proc. of the Royal Society A*. 470, issue 2170. DOI: 10.1098/rspa.2014.0265. [14] Ignatov, M. I. et al., 2006. Anomalous charge transport in CeB₆. *J. Sol. St. Chem.*, 179, 2805-2808. [15] Littleton, R. T. IV et al., 1998. Effect of Ti substi-

tution on the thermoelectric properties of the pentatelluride materials $M_{1-x}Ti_xTe_5$ ($M=Hf, Zr$). *Applied Physics Letters* 72(16), 2056-2058. [16] Machida, Yo et al., 2016. Colossal Seebeck Coefficient of Hopping Electrons in $(TMTSF)_2PF_6$. *Physical Review Letters* 116, Issue 8, 087003. [17] Mamedov, N. et al., 2006. Super thermoelectric power of one-dimensional $TlInSe_2$. *Thin Solid Films* 499, 275 – 278. [18] Slack G. A., 1995. New Materials and Performance Limits for Thermoelectric Coolers. In: CRC Handbook of Thermoelectrics. In: Rowe D. M. (editor), CRC Handbook of Thermoelectrics. CRC Press, Boca Raton, 407-440. [19] Spry, M., 2015. Rethinking Thermoelectric Effects In Seebeck And Peltier Elements: Toward A Unifying Paradigm. Traverse City, Great Trout Press. [20] Thomson, W. K., 1854. On the dynamical theory of heat. In: Mathematical and Physical Papers, v. 1. London, Cambridge University Press, 1882. – p. 174-332. [21] Yamashita, O., 2009. Effect of linear and non-linear components in the temperature dependences of thermoelectric properties on the cooling performance. *Applied Energy* 86, 1746–1756. doi:10.1016/j.enconman.2009.04.019 [22] Zhang, T., 2015. Analytical Solution of Nonlinear Thermoelectric Heat Transport Equation Using Homotopy Perturbation Method. *J. Computational Intelligence and Electronic Systems*, 4(1), 59-66. [23] Арцимович, Л. А., Сагдеев, Р. З., 1979. Физика плазмы для физиков. М., Атомиздат, 10-15. [24] Бахарева, И. Ф., 1976. Нелинейная неравновесная термодинамика. Саратов, изд-во СГУ. [25] Гудаев, О. А., Малиновский, В. К., 2002. Температурная зависимость термоЭДС в полярных некристаллических материалах. *Физика твердого тела*, 44, вып. 12, с. 2120-2124. [26] Зеегер, К., 1977. Физика полупроводников. Пер. с англ., М., Мир, 113-127. [27] Игнатов М. И., 2006. ТермоЭДС редкоземельных соединений с сильными электронными корреляциями. Автореф.... канд. физ.-мат. наук. Москва, ИОФ РАН. [28] Максимов, А. И., 2014. Введение в нелинейную физическую химию. Иваново, изд-во Ивановского гос. химико-технол. университета, 2014. [29] Пригожин, И., Кондепуди, Д., 2002. Современная термодинамика. От тепловых машин до диссипативных структур. Пер. с англ., Москва, Мир. [30] Самойлович, А. Г., Коренблит, Л. Л., 1953. Современное состояние теории термоэлектрических и термомагнитных явлений в полупроводниках. Ч. 1. Термодинамическая теория. *УФН* 49, вып. 2, 243-272. [31] Самойлович, А. Г., Коренблит, Л. Л., 1953а. Современное состояние теории термоэлектрических и термомагнитных явлений в полупроводниках. Ч. 2. Кинетическая теория. *УФН* 49, вып. 3, 337-383. [32] Таблицы физических величин, 1977. Справочник. Кикоин, И. К. (ред.), М., Атомиздат, 462. [33] Хвольсон, О. Д., 1915. Курс физики, в 4 томах. Петроград, изд-во Риккера, т. 4, ч. 1, 642.

ОПТИЧЕСКОЕ ГАШЕНИЕ ИНЖЕКЦИОННОГО ТОКА В $TlInSe_2$

В.А.Алиев¹, Э.М.Керимова¹, С.Х.Умаров², А.М.Ахмедова³, А.А.Гаджиева¹

¹Институт Физики НАН Азербайджана,

²Бухарский Государственный медицинский институт

³Азербайджанский Государственный Экономический Университет

В последние годы в связи с возросшими требованиями к микроминиатюризации и ограничению управляющих мощностей электронных систем все большее значение в полупроводниковом приборостроении приобретают диэлектрическая электроника и фотоэлектроника, базирующиеся соответственно на использовании широкозонных и фоточувствительных полупроводников. Типичными представителями полупроводников этого типа являются кристаллы $TlInSe_2$ являющиеся полужолирующими материалами характеризующиеся хорошей фоточувствительностью и высокой технологичностью.

Одной из специфических особенностей этих кристаллов является изменение заполнения рекомбинационных центров оптическим возбуждением или контактной инжекцией. Перезарядка происходит в результате различного темпа захвата неравновесных носителей на центры рекомбинации и прилипания.

Перезарядка центров приводит к модифицированию свойств материала и тем самым значительно расширяет функциональные возможности приборов на их основе. Настоящая статья посвящена исследованиям особенностей оптического гашения инжекционного тока в $TlInSe_2$.

Когда падающее на образец излучение вызывает уменьшение (гашение) темновой инжекционной проводимости, то говорят об отрицательной фотопроводимости (ОФП). ОФП не является спецификой какого-либо узкого класса полупроводников, а имеет место в самых разнообразных веществах [1,2]. Опубликован целый ряд работ [3-7], в которых были предложены различные модели для объяснения наблюдаемого эффекта.

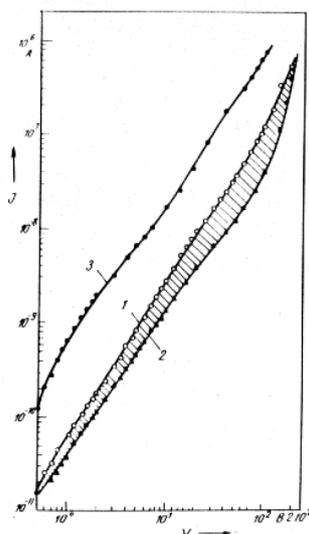


Рис.1. ВАХ монокристалла TIInSe₂. 1-в темноте; 2-при освещении светом с $h\nu = 1,0$ эВ; 3-при освещении с $h\nu = 2,0$ эВ.

Отрицательная фотопроводимость в монокристаллах TIInSe₂ наблюдается при значении напряженности электрического поля больше некоторого критического (рис.1). При освещении собственным светом с $h\nu = 2,0$ эВ значительный рост тока (рис.1, кривая 3) обусловлен генерацией носителей тока при межзонных переходах.

На рис.2 представлена спектральная зависимость ОФП. Длинноволновая граница ОФП соответствует энергии фотонов $0,78$ эВ. Кривые имеют тонкую структуру в области $0,78 \div 0,9$ эВ, в области коротких длин волн ОФП ограничивается красной границей собственного фототока. При прочих одинаковых условиях (интенсивности света, температуры, напряженности электрического поля) максимальное значение кратности ОФП ($\gamma = \Delta J_{\phi} / J_{\tau}$) обнаруживается при энергии фотонов $1,15$ эВ.

Зависимость ОФП от интенсивности примесного света с энергией фотонов $1,1$ эВ при напряжении питания 16 В приведена на рис.3. С ростом интенсивности света $|\Delta J_{\phi}|$ увеличивается.

Характерная зависимость $J_{\phi}(V)$ при фиксированной энергии фотонов $h\nu = 1,175$ эВ представлена на рис.4. При постоянных значениях интенсивности и длины волны ИК-света создающего ОФП и при напряжениях, меньше некоторого значения $V_{кр}$, наблюдается только положительная ФП, при дальнейшем же росте напряжения наблюдается ОФП. С ростом температуры величина ОФП и кратность ее уменьшается. При $T > 140$ К ОФП исчезает.

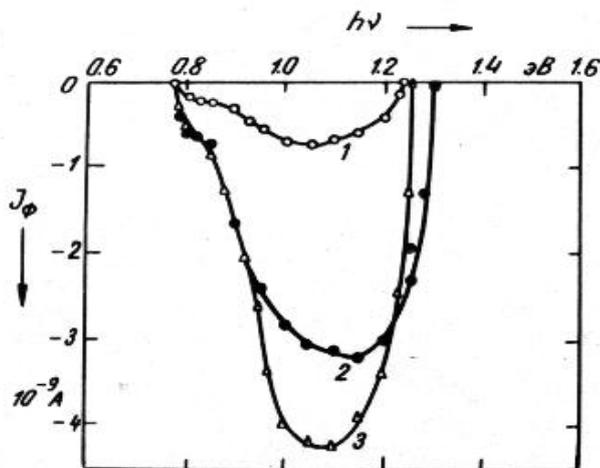


Рис.2. Спектральное распределение ОФП в кристаллах TIInSe₂ при напряженности электрического поля, E (В/см): 1-15; 2-50; 3-100.

Полученные результаты объясняются в рамках модели неоднородного полупроводника – отдельные высокоомные (ВО) включения в низкоомной (НО) матрице [8, 9]. Подобная модель хорошо соответствует полупроводникам с неоднородно распределенными глубокими примесями.

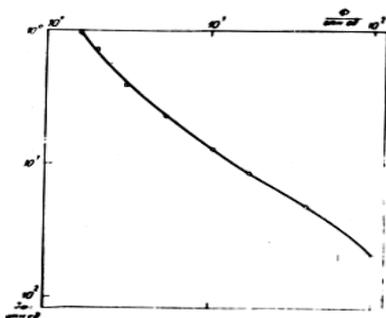


Рис.3. Люксовые характеристики ОФП в TlInSe₂.

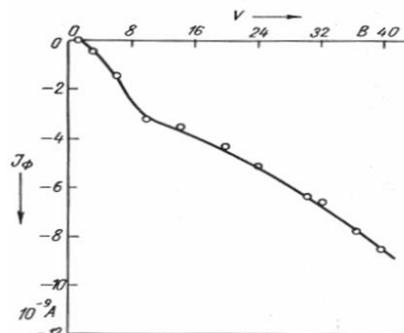


Рис.4. ВАХ фототока при воздействии ИК-света с $h\nu = 1,175$ эВ в TlInSe₂.

Барьер обусловлен неоднородностью полупроводника состоящего из областей различного сопротивления. Химические потенциалы НО и ВО отличаются. Для установления термодинамического равновесия в каждую ВО из НО переходит некоторое количество электронов, которые захватываются там на глубокие незаполненные локальные центры и исключаются из проводимости. При этом химические потенциалы областей выравниваются и на границе НО и ВО возникает барьер. Так как процесс перехода электронов из НО и ВО связан с преодолением потенциального барьера $\Delta\phi$ на их границе, то при $\Delta\phi \geq kT$ переход будет происходить не слишком медленно. Поэтому в отличие от кристаллов TlGaSe₂ [1] и GaSe [2] в кристаллах TlInSe₂ не наблюдаются явления остаточной проводимости.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Abdullayeva S.G., Aliyev V.A. – Phys.Stat.Solids (a), 1982, v.69, №1, p.k33-k36. [2] Абдинов А.Ш., Кязим-заде А.Г., Ахмедов А.А. – ФТП, 1978, т.12, №6, с.1074-1078. [3] Чемересюк Г.Г., Сердюк В.В. - ФТП 1967, т.1, №3, с.389-393. [4] Рувинский М.А. - УФЖ, 1978, т.23, №12, с.2000-2002. [5] Парицкий Л.Г., Рывкин С.М. - ФТП, 1967, т.1, №5, с.718-723. [6] Рыбалка В.В. - ФТП, 1970, т.4, №11, с. 2199-2201. [7] Гоник М.А. - ФТП, 1980, т.14, № 4, с. 821. [8] Шейнкман М.К., Маркевич И.В., Хвостов В.А. - ФТП, 1971, т.5, №10, с. 1904- 1911. [9] Шик А.Я., Вуль А.Я. - ФТП, 1974, т.8, №9, с. 1675-1682.

ПРИМЕСНОЕ СОСТОЯНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ПЕРЕХОДНОЙ ГРУППЫ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ КРЕМНИЯ В ПРОЦЕССЕ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С СЕРОЙ

Ш.Аскарлов¹, С.Сражев², Т.Тошбоев², Д.Шукурова¹, У.Абдусаматов¹

¹Ташкент 100095, Ташкентский государственный технический университет, Университетская 2.

E-mail: bashirulla@mail.ru,

²Самаркандский государственный университет.

Анотация

На основе сравнительного анализа электрических параметров кремния, последовательно легированных серой и никелем в интервале температур 1000-1250⁰ С с шагом 50⁰ С, а также после последующих термоотжигов в интервале температур 400-950⁰ С с контрольными образцами кремния, легированных с серой и никелем в отдельности установлено, что в объёме кристалла примесные центры серы и никеля между собой не взаимодействуют. Отсутствие взаимодействия объясняется тем, что электронная конфигурация примесных центров внедрения никеля в кристаллической решетке кремния находится в заполненном состоянии 3d¹⁰, что дает ему характер инертного газа.

С учетом отсутствия взаимодействия серы и никеля в кремнии делается вывод о том, что электронейтральные химически связанные комплексы в кремнии образуются между центрами замещения серы с центрами внедрения переходных металлов.

Ключевые слова: кремний, электронейтральные химически связанные комплексы, сера, никель, переходные металлы.

1. Введение

Известно [1, 2], что в кремнии примесные центры серы активно взаимодействуя с примесными центрами переходных металлов образуют электронейтральные химически связанные комплексы. Если в случае марганца взаимодействие его с серой в кремнии имеет место непосредственно в процессе диффузионного легирования, то в случае других переходных металлов взаимодействие их с серой происходит в процессе последующих термообработок кристаллов кремния предварительно диффузионно легированных взаимодействующими примесями. В каждом случае имелось место определенной температуре обжига (Тэфф), при котором практически все электроактивные центры, как сера, так и переходные металлы, участвуя в процессе комплексообразования полностью электрически нейтрализуются и кристаллы приобретают параметры исходного кремния до легирования. При этом была установлена четкая коррекция между Тэфф и термодинамической энергией Гиббса, соответствующих соединений в природе [2]. Электронейтральные химически связанные комплексы серы с переходными металлами, как показали результаты работ [3], термически стабильны до Тэфф. Кратковременный отжиг при $T > T_{эфф}$ кристаллов кремния, предварительно насыщенного электронейтральными химически связанными комплексами приводила к разложению комплексов на отдельные составляющие, сопровождаемые изменением электрических параметров материала. Состояние переходных металлов, при данных температурах отжига, в кристаллической решетке кремния крайне нестабильны. Поэтому в процессе кратковременного отжига они, практически распадаясь к центрам распада, переходят в электрически нейтральное состояние. А наблюдаемое изменение электрических параметров материала определяется наличием электроактивных примесных центров замещения серы, свидетельствуя тем самым о том что, что в процессе комплексообразования с переходными металлами сера находится в состоянии замещения. Однако вопрос, в каком положении в кристаллической решетке кремния находятся примесные центры переходных металлов в процессе их взаимодействия с серой, остается невыясненной.

2. Цель исследования

С целью выяснения состояния переходных металлов в кристаллической решетке кремния настоящая работа посвящена исследованию взаимодействия серы и никеля в кремнии. Среди других переходных металлов никель в кремнии отличается достаточно высокой растворимостью, достигающих до значения $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Однако лишь незначительная часть никеля (0,1% от общей концентрации) образуя твердый раствор замещения вносит в запрещенную зону кремния два акценторных уровней с энергиями $E_v+0,2$ и $E_c-0,4$ эВ [4]. А основная часть никеля в кремнии растворяется в виде электронейтральных примесных скоплений [5]. Форма, размеры и характер расположения примесных скоплений никеля в объеме кремния зависит от скорости последидиффузионной закалки и температуры последующих дополнительных обжигов [6]. Характер изменения скоплений свидетельствует в пользу того, что как в процессе легирования, так и в процессе последующих обжигов, примесные центры никеля в кристаллической решетке кремния находятся в состоянии внедрения. Поэтому в процессе закалки центры внедрения никеля легко мигрируя по кристаллической решетке кремния, скапливаются в различных центрах распада.

Центры внедрения никеля в кремнии находятся в заполненном $3d^{10}$ состоянии так, как согласно результатом работы [7], внешние S-электроны переходных металлов в состоянии внедрения переходят во внутреннюю d-оболочку. Заполненная d-оболочка придает центрам внедрения никеля в кремнии свойства инертного газа. Отсюда следует, что если электронейтральные химически связанные комплексы в кремнии образуются между центрами замещения серы с центрами внедрения переходных металлов, то в случае серы с никелем такое комплексообразование должно отсутствовать.

3. Экспериментальные результаты и выводы

Для выяснения наличия или отсутствия взаимодействия серы и никеля, исходные образцы монокристаллического кремния марки КДБ с удельным сопротивлением $\rho=10$ Ом·см, выращенного по методу Чохральского с концентрацией ИК активного кислорода $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ и размерами $8 \times 3 \times 1 \text{ мм}^3$ предварительно диффузионно легировались серой при 1250°C из газовой фазы при давлении паров диффузанта 10^5 Па в течении 20 ч. После легирования были получены перекомпенсированные образцы n-Si<B,S> с удельным сопротивлением $\rho=20$ Ом·см. Затем образцы Si<B,S> дополнительно легировались никелем из напыленного металлического слоя в атмосфере аргона в интервале температур $1000-1250^\circ\text{C}$ с шагом 50°C в течение одного часа. Для сравнения в каждом

случае отжигались также контрольные образцы Si<B,S> без никеля и образцы исходного кремния с никелем Si<B,Ni>.

Исследование электрических параметров полученных образцов показали, что параметры образцов Si<B,S,Ni> независимо от температуры отжига сравнимы с параметрами контрольных образцов Si<B,S>, отожжённых при тех же условиях. По мере понижения температуры отжига удельное электрическое сопротивление перекомпенсированных образцов Si<B,S,Ni> и Si<B,S> повышается из-за частичного распада твердого S- Si. Параметры образцов Si<B,Ni> независимо от температуры отжига были близки к параметрам исходного материала. Слабое влияние легирования никелем на электрические параметры материала связано с малой концентрацией электроактивных атомов никеля и подавлением термозаклочных дефектов в процессе легирования.

Идентичность параметров образцов Si<B,S,Ni> и контрольных Si<B,S> могут быть интерпретированы либо отсутствием взаимодействия между примесными центрами серы и никеля в кремнии или нестабильностью их комплексов при высокотемпературных отжигах.

Таблица 1. Измерение параметров образцов от температуры повторного отжига

Температура отжига $t, ^\circ\text{C}$	Длительность отжига, час	Si<B,S,Ni>		Si<B,S>		Si<B,Ni>	
		$m_{\text{ин}}$	$\rho = \text{ом см}$	$m_{\text{ин}}$	$\rho = \text{ом см}$	$m_{\text{ин}}$	$\rho = \text{ом см}$
1250	1	n	1,49	on	3,27		
400	10	n	1,31	n	2,96		
	30	n	0,81	n	1,83		
	75	n	0,7	n	1,18		
	100	n	0,5	n	0,9		
1250	1	n	4,8	n	8,22	p	10,1
450	10	n	2,21	n	4,2	n	2,66
	30	n	1,71	n	3,53	n	1,02
	60	n	1,54	n	2,62	n	0,62
	100	n	1,23	n	2,09	n	0,51
1250	1	n	2,9	n	3,1	p	10,6
500	10	n	2,52	n	2,83	p	12,4
	30	n	2,45	n	2,81	n	10,1
	60	n	2,4	n	2,7	n	9,1
	100	n	2,4	n	2,7	n	8,5
1250	1	n	8,21	n	8,34	p	10,1
600	10	n	4,61	n	5,81	p	10,3
	30	n	5,13	n	5,26	p	10,5
	60	n	5,57	n	5,27	p	10,7
	100	n	8,4	n	6,65	p	21
1250	1	n	4,0	n	6,1	p	10,1
650	10	n	2,62	n	4,25	p	10
	30	n	10,86	n	29,5	p	10
	60	p	34,8	p	6	p	15
	100	p	12,1	p	33,1	p	21
1250	1	n	5,76	n	5,12		
700	10	n	6,17	n	6,35	p	10,1
	20	n	16,9	n	20,2	p	11,5
	30	p	10	p	11,2	p	14,7
1250	1	n	7	n	9,1	p	10,3
750	5	n	6,5	n	6,7	p	10,5
	10	n	12,2	n	12,3	p	11,1
	15	p	11,26	p	8	p	14,0
1250	1	n	3,14	n	5,1	p	10,32
800	0,5	n	2	n	2,64	p	10,4
	1	n	2,21	n	3,81	p	10,5
	2	n	6,15	n	6,9	p	11,1
	3	p	11,7	p	11,6	p	12,4
1250	1	n	5,4	n	4,24	p	10,1
850	0,5	p	111	p	150	p	10,1
		p	12	p	11,1	p	10,2
1250	1	n	2,29	n	2,7	p	10,1
900	0,5	p	34,17	p	32,1	p	10,1
	1	p	10,5	p	10,3	p	10,1

Для выяснения, какие из вышеописанных предположений верны, образцы Si<B,S,Ni>, Si<B,S> и Si<B,Ni> отожжённые при температуре 1250⁰ С подверглись последующему отжигу в интервале температур 400-950⁰ С различной длительности. Электрические параметры образцов после отжига приведены в таблице 1. Из результатов приведенных в таблице 1 следует, что в интервале температур 400-500⁰ С по мере увеличения длительности отжига удельное сопротивление

контрольных образцов $\text{Si}\langle\text{B,S,Ni}\rangle$, $\text{Si}\langle\text{B,S}\rangle$ снижается. Тогда как удельное сопротивление контрольных образцов $\text{Si}\langle\text{B,Ni}\rangle$ по мере увеличения длительности отжига сначала возрастает последующей инверсией типа проводимости на n-тип и снижением удельного сопротивления. Наблюдаемое изменение параметров образцов, скорее всего, связано с генерацией термодоноров в объеме кристалла. В пользу данного предположения можно отнести тот факт, что максимальное изменение параметров образцов имеет место при температуре 450°C , который соответствует температуре наиболее интенсивной генерации термодоноров в кислородосодержащем кремнии. При дальнейшем увеличении температуры отжига вплоть до температуры 600°C параметры всех образцов практически не изменились. Дальнейшее повышение температуры отжига приводило к постепенному увеличению удельного сопротивления образцов $\text{Si}\langle\text{B,S,Ni}\rangle$ и $\text{Si}\langle\text{B,S}\rangle$, по мере увеличения длительности отжига с последующей инверсией типа проводимости на p-тип и снижением удельного сопротивления вплоть до параметров исходного материала до легирования. С увеличением температуры длительность отжига, при котором образцы $\text{Si}\langle\text{B,S,Ni}\rangle$ и $\text{Si}\langle\text{B,S}\rangle$ восстанавливали параметры исходного материала сокращалась. Здесь следует отметить, что в большинстве случаев в начальной стадии термообработки в интервале температур $600\text{--}950^\circ\text{C}$ удельное сопротивление образцов $\text{Si}\langle\text{B,S,Ni}\rangle$ и $\text{Si}\langle\text{B,S}\rangle$ несколько снижалось.

Наблюдаемые изменения параметров образцов были связаны с распадом твердого раствора Si-S . Несмотря на тщательные исследования с шагом 25°C в интервале температур $600\text{--}950^\circ\text{C}$ нам не удалось обнаружить интервал температур, при котором характер изменения электрических параметров образцов $\text{Si}\langle\text{B,S,Ni}\rangle$ существенно бы отличался от параметров контрольных образцов $\text{Si}\langle\text{B,S}\rangle$. Такой характер изменения параметров образцов стало бы возможным лишь в случае взаимодействия серы и никеля, в кремнии из-за того, что такие комплексы обычно электронейтральны. Отсутствие взаимодействия между примесными центрами серы и никеля, в кремнии свидетельствует в пользу того, что в процессе взаимодействия с центрами замещения серы переходные металлы, скорее всего, находятся в состоянии внедрения. При этом центр замещения серы в дополнении к четырем ковалентным связям с близлежащими атомами кремния химически связываются с двумя примесными центрами внедрения переходных металлов.

ЛИТЕРАТУРА

[1] М.К.Бахадырханов, Ш.И.Аскарлов, Н.Норкулов, ФТП,21, 1456(1987) [2] M.K.Bakhadirkhanov, Sh.I.Askarov, N.Norkulov, Phus.Stat.Sol.(a),142,339 (1994) [3] М.К.Бахадырханов, Ш.И.Аскарлов, Н.Норкулов, А.Хамидов, Неорганические материалы,32,15 (1996) [4] M.Yoshida,K.Saito,Appl,Phys,Japan, 6,573 (1967) [5] М.К.Бахадырханов, С.Зайнобидинов, А.Т.Тешабоев, М.А.Ходжаева, ФТП, 10,1001(1976) [6] М.К.Бахадырханов, С.Зайнобидинов,ФТП, 12,683 (1978)[7] Г.Вудбери, Дж. Людвиг, Сб. статей: Электронный спиновый резонанс в полупроводниках. ИЛ,М. (1968)

ОСОБЕННОСТИ ТОКОПЕРЕНОСА В n-p ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ, СОЗДАНЫХ НА ОСНОВЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($0 \leq x \leq 1$).

А.Ю. Лейдерман¹, А.Б. Каршиев¹.

¹Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз.
г.Ташкент, 100084, Узбекистан, ул. Бодомзор йули 2 «Б»
E-mail: ley@uzsci.net

Аннотация

Показано, что когда присущие варизонной гетероструктуре, созданной на основе твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($0 \leq x \leq 1$), квазиэлектрические поля ещё играют значительную роль, вместо привычного для инжекционного диффузионного режима экспоненциального распределения концентрации возникает периодическое распределение концентрации. Получены выражения для полного падения напряжения и тока в изучаемой варизонной гетероструктуре.

Ключевые слова: термоэлектрический эффект, токоперенос, варизонная гетероструктура.

В работах [1,2] сообщалось об обнаружении нового эффекта – возникновения токов и напряжений при однородном нагреве пленки твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($0 \leq x \leq 1$) с простыми омическими контактами. В этих работах была описана технология получения такого твердого раствора и под-

черкивалось, что он, безусловно, представляет собой материал с сильной варизонностью, т.е. с сильным изменением ширины запрещенной зоны E_g вдоль толщины образца. При этом была предложена аппроксимация зависимости $E_g(x)$, полученной ранее экспериментально по измерениям фотолуминесценции по сколу образца в виде:

$$E_g = E_{g0} - Ae^{R_0x}, \quad (1)$$

$E_{g0} = 1,47eV$, $A = 0.377eV$, $R_0 = 0,007$ ($1/10^4cm$). Из формулы (1) ясно видно, что для данного материала зависимость $E_g(x)$ имеет нелинейный характер. Цель данной работы – рассмотреть особенности токопрохождения в p-Si-n-Si_{1-x}Ge_x ($0 \leq x \leq 1$) гетеропереходе, учитывая именно нелинейный характер зависимости $E_g(x)$.

Система основных уравнений, описывающих этот процесс в p-базе исследуемой структуры (см. рис.1) следующая:

$$\begin{cases} J_n = q\mu_n n \left(E + \frac{1}{q} \frac{dE_c}{dx} \right) + qD_n \frac{dn}{dx} \\ J_p = q\mu_p p \left(E + \frac{1}{q} \frac{dE_v}{dx} \right) + qD_p \frac{dp}{dx} \\ p \approx n + N_a, \end{cases} \quad (2)$$

где J_n, J_p - токи свободных электронов n и дырок p , D_n, D_p, μ_n, μ_p - коэффициенты диффузии и подвижности для электронов и дырок, N_a - концентрация мелких акцепторов, определяющих p - тип проводимости твердого раствора. Как обычно для варизонного полупроводника суммарные поля, действующие на компоненты электронно-дырочной плазмы различны, $E_{mn} = E + q^{-1} \left(\frac{dE_c}{dx} \right)$ – полное поле, действующее на свободные электроны, $E_{mp} = E + q^{-1} (dE_v/dx)$ – поле, действующее на дырки. С помощью уравнений (2), (3) можно определить полное электрическое поле:

$$E = \left\{ \frac{J}{q\mu_p} - \frac{kT}{q} \left(b \frac{dn}{dx} - \frac{dp}{dx} \right) - \left[\frac{bn}{q} \left(\frac{dE_c}{dx} \right) + \frac{p}{q} \left(\frac{dE_v}{dx} \right) \right] \right\} / (bn + p). \quad (5)$$

В самом простом случае инжекции через n-p- переход, когда p-база рассматриваемой n-p-структуры не очень длинная (т.е. $d/L_n \div 5 \div 7$, где d – длина базы, L_n – диффузионная длина неосновных носителей (электронов)) в чисто диффузионном режиме основное уравнение задачи будет иметь вид:

$$D_n \frac{d^2n}{dx^2} - U_{vz} - U = 0, \quad (6)$$

где $U = \frac{n-n_p}{\tau_n}$ – скорость рекомбинации (τ_n - время жизни), а U_{vz} – член, возникающий в силу нелинейности зависимости $E_g(x)$ [3-5].

$$U_{vz} = -\frac{1}{q} \frac{d^2E_g}{dx^2} \frac{\mu_n}{(b+1)} (n - n_p) \quad (7)$$

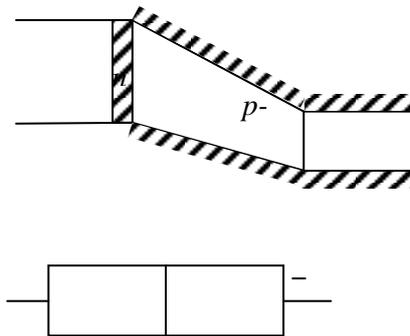


Рис.1. Зонная диаграмма и схема n-p-гетероструктуры с варизонной p-базой

Принимая во внимание аппроксимацию (1), можно получить выражение для U_{vz} в виде:

$$U_{vz} = \frac{1}{q} \frac{AR_0^2 \mu_n}{(b+1)} (n - n_p) \quad (8)$$

При этом на последнем этапе вычисления используем предположение $e^{R_0x} \approx 1 + R_0x \approx 1$, что вполне допустимо, поскольку по данным [1,2] длина n-базы $d = 7mkm$, следовательно $R_0 \approx 0,12$. Уравнение (6) в таком случае примет вид:

$$D_n \frac{d^2 n}{dx^2} + \left(\frac{1}{q} \frac{AR_0^2 \mu_n}{(b+1)} - \frac{1}{\tau_n} \right) (n - n_p) = 0. \quad (9)$$

Если

$$\frac{1}{q} \frac{AR_0^2 \mu_n}{(b+1)} > \frac{1}{\tau_n}, \quad (10)$$

то мы имеем случай превращения нашего основного уравнения задачи в уравнение для гармонического осциллятора вида:

$$\frac{d^2 n}{dx^2} + \omega^2 n = 0, \quad (11)$$

решение которого носит периодический характер:

$$n = n_p + C_1 \cos(\omega x) + C_2 \sin(\omega x), \quad (12)$$

где

$$\omega^2 = \frac{1}{(b+1)} \frac{AR_0^2}{kT} - \frac{1}{L_n^2}. \quad (12a)$$

квадрат частоты возникающего периодического распределения неосновных носителей.

Таким образом, в варизонной гетероструктуре, когда присущие ей квазиэлектрические поля ещё играют значительную роль, вместо привычного экспоненциального распределения концентрации возникает периодическое, что однозначно свидетельствует о начале процессов самоорганизации.

Теперь посчитаем полное падение напряжения на нашей n-p- гетероструктуре. Оно будет состоять из падения напряжения на n-p- переходе и падения напряжения на базе:

$$V = V_{n-p} + V_T, \quad (13)$$

причем само падение напряжения на базе $V = \int_0^d E dx$, где поле E определяется выражением (5) будет состоять из трех частей:

$$V_{TJ} = \frac{J}{q\mu_p} \int_0^d \frac{dx}{bn+p} \equiv \frac{J}{q\mu_p(b+1)} \int_0^d \frac{dx}{n} - \quad (14)$$

так называемое «токовое» падение напряжения,

$$V_D = -\frac{kT}{q} \int_0^d \frac{b \frac{dn}{dx} \frac{dp}{dx}}{bn+p} = -\frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \int_0^d \frac{dn}{n} - \quad (15)$$

так называемое Демберовское падение напряжения и ,наконец,

$$V_{VZ} = -\frac{1}{q} \int_0^d \frac{bn \left(\frac{dE_c}{dx} \right) + p \left(\frac{dE_v}{dx} \right)}{bn+p} \approx -\frac{1}{q} \frac{b}{b+1} \int_0^d \frac{dE_g}{dx} - \quad (16)$$

дополнительное падение напряжения, определяемое исключительно наличием квазиэлектрических полей и независящее от величины протекающего тока.

Не останавливаясь на деталях математического вычисления, приводим сразу конечный результат:

$$V_{TJ} = \frac{J}{q\mu_p(b+1)n(0)\omega} \ln \frac{2n(0) \operatorname{tg} \frac{\omega}{2}}{n_p} \quad (17)$$

$$V_D = -\frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \ln \frac{n(d)}{n(0)}, \quad (18)$$

в то время как падение напряжения на самом n-p- переходе определяется известным выражением

$$V_{n-p} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n(0)}{n_p} \quad (19)$$

Мы решаем задачу в предположении о двух граничных условиях на границе с n-p-переходом при $x = 0$ и на тыловом омическом контакте в точке $x = d$ (см.рис.1.)

При

$$x = 0, \quad n = n(0); \quad (20)$$

При

$$x = d, \quad n = n(d) = n_p \quad (21)$$

Тогда постоянные

$$C_1 = n(0) - n_p, \quad \text{а} \quad C_2 = -\frac{(n(0)-n_p) \cos \omega d}{\sin \omega d} \quad (22)$$

Предположим, что мы имеем идеальный n-p-переход, так что полный ток, протекающий через него – чисто электронный:

$$J \equiv J_n |_{x=0} = q D_n \frac{dn}{dx} |_{x=0} \quad (23)$$

и, соответственно, используя выражение для распределения концентрации свободных электронов (12) и выражения для постоянных $C_1(x)$ и $C_2(x)$, находим

$$J = qD_n \omega n(0) \frac{\cos(\omega d)}{\sin(\omega d)} \quad (24)$$

В результате мы получаем выражение для связи концентрации инжектированных электронов с током

$$n(0) = \frac{J \sin(\omega d)}{q D_n \omega \cos(\omega d)} \quad (25)$$

и для всех падений напряжений:

$$V_{n-p} = \frac{kT}{q} \ln \frac{J}{J_s}, \quad (26)$$

где

$$J_s = q D_n \omega n_p \frac{\cos(\omega d)}{\sin(\omega d)} \quad (26a)$$

$$V_{TJ} = \frac{kT}{q} \frac{b}{(b+1)} \frac{\cos(\omega d)}{\sin(\omega d)} \ln \frac{J}{J_T}, \quad (27)$$

где

$$J_T = \frac{q D_n \omega n_p \cos(\omega d)}{2 \sin(\omega d) t g(\frac{\omega d}{2})}$$

$$V_D = \frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \ln \frac{J}{J_{D0}} \quad (28),$$

где $J_{D0} = q D_n \omega n_p \frac{\cos(\omega d)}{\sin(\omega d)}$

Таким образом, используя полное падение напряжения (13) для ВАХ получаем окончательный вид:

$$J = J_{\text{общ}} e^{\frac{qV}{c kT}}, \quad (29)$$

где $c = \frac{b}{(b+1)} \left(2 + \frac{\cos(\omega d)}{\sin(\omega d)} \right)$, а $J_{\text{общ}} = J_s \frac{b \cos(\omega d)}{(b+1) \sin(\omega d)} \frac{b-1}{b+1} J_T \frac{b-1}{b+1} J_{D0}^{-1} \frac{b \cos(\omega d)}{b+1 \sin(\omega d)}$.

Необходимо отметить, что несмотря на внешнее сходство зависимости (29) с известной ВАХ, полученной В.И.Стафеевым для длинного диода с тыловым контактом [6], природа этой экспоненциальной зависимости совершенно иная, поскольку показатель экспоненты «с» зависит от частоты периодического распределения концентрации свободных носителей ω (12a), которая определяется нелинейной зависимостью ширины запрещенной E_g от толщины образца.

Представляет интерес случай, когда n-p- переход – неидеальный, т.е. ток, проходящий через него определяется в основном рекомбинацией свободных носителей в p- области и определяется выражением [3,7]:

$$J \approx \frac{b+1}{b} q V_p^* \frac{n^2(0)}{n_p}, \quad (30)$$

где V_p^* - скорость просачивания основных носителей (электронов) через потенциальный барьер n-p- перехода, в этом случае связь концентрации свободных носителей в точке $x = 0$ на границе n-p- перехода с квазинейтральной p-базой носит нелинейный характер[3,7]:

$$n(0) = A \sqrt{J(2)}, \quad \text{где } A = \sqrt{\frac{n_p b}{(b+1) q V_p^*}}. \quad (31)$$

В этом случае падение напряжения на p-базе структуры, которое, по-прежнему, имеет вид (17) и

с учетом (31) принимает вид:

$$V_{TJ} = \frac{kT}{q} \frac{\sqrt{J}}{2 q D_p A \omega} \ln \frac{J}{J_{TJ0}^{-1/2}}, \quad (32)$$

где $J_{TJ0}^{-1/2} = \left(\frac{N_a}{2A(b+1)t g(\frac{\omega d}{2})} \right)$,

и зависимость тока от напряжения имеет вид:

$$J = J_{TJ0} e^{\frac{qV}{c_0 kT}}, \quad (33)$$

где

$$c_0 = \frac{\sqrt{J}}{2qD_p A \omega}, \quad (34)$$

В случае неидеального p-p-перехода изменится и зависимость тока от напряжения на p-p-переходе (19), которую с учетом (31) можно переписать как

$$V_{n-p} = \frac{kT}{q} \ln \sqrt{\frac{J}{J_s}}, \quad (35)$$

где $J_s = \frac{n_p}{\sqrt{A}}$.

Тогда полное падение напряжения на нашей p-p-гетероструктуре:

$$V = V_{TJ} + V_{n-p} \quad (36)$$

с учетом (32) и (35) принимает вид:

$$V = \frac{kT}{q} \left(c_0 \ln \frac{J}{J_s} + \frac{1}{2} \ln \frac{J}{J_s} \right) \quad (37)$$

и, соответственно

$$J = J_0 e^{\frac{qV}{ckT}}, \quad (38)$$

где

$$c = \frac{\sqrt{J}}{2qD_p A \omega} + \frac{1}{2}, \quad (39)$$

$$J = (J_{TJ0})^{1/2} (J_{s0})^{-c_0}$$

Необходимо подчеркнуть, что выражение (38) только внешне схоже с известным выражением, полученным В.И. Стафеевым для p-n- диода с длинной базой и омическими тыловыми контактами [6]. Показатель экспоненты «с» в нашем случае зависит от тока и растет с ростом тока. Что касается зависимости от температуры, то изменения показателя «с» при изменении с будут в первую очередь зависеть от частоты распределения концентрации свободных носителей ω

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{(b+1)} \frac{AR_0^2}{kT} - \frac{1}{L_n^2}} \quad (40)$$

Согласно (40) ростом T , ω убывает и, соответственно, «с» согласно (39) – растет, но, безусловно, в процессе токопрохождения могут быть и другие факторы, зависящие от температуры.

ЛИТЕРАТУРА

[1] A.S. Saidov, A.Yu. Leiderman, A.B. Karshiev., Applied Solar Energy. 2016, Vol. 52, Issue 2, pp. 115-117. [2] A.S. Saidov, A.Yu. Leiderman, A.B. Karshiev., Technical Physics Letters. 2016, Vol. 42, No.7, pp. 725-728. [3] Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. Токи двойной инжекции в полупроводниках, М., Советское радио, 1978, с.320. [4] А.Ю. Лейдерман. О возможности развития синергетических процессов в полупроводниках с глубокими примесями и дефектами. В сборнике обзорных научных статей «Фундаментальные и прикладные вопросы физики», Республиканская конференция, посвященная 100-летию академика С.А.Азимова, г.Ташкент, 2014г.с.86-97. [5] А.Ю. Лейдерман. Новые синергетические эффекты в полупроводниках, используемых для электрического преобразования солнечной энергии. Материалы конференции «Возобновляемые источники энергии: технологии и установки», Ташкент, 2016г. с.151-161. [6] В.И. Стафеев. ЖТФ, 1958, №8,с.1631-1641.[7] П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. Глубокие примесные уровни в широкозонных полупроводниках. «Фан», Ташкент, 1971.с.204.

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ, СВЕТА И СИЛЬНОГО СВЧ ПОЛЯ НА ВАХ p-n ПЕРЕХОДА

Г.Гулямов^{1,2}, А.Г. Гулямов¹, У.И.Эркабоев¹

¹Физико-технический институт Академии Наук Республики Узбекистан, 100084, Ташкент

²Наманганский инженерно-педагогический институт, 160103, Наманган, Узбекистан

e-mail: abdurasul.gulyamov@mail.ru

Исследовано влияние давления, света и сильного СВЧ поля на ВАХ p-n-перехода. Показано, что, на границе фундаментального поглощения p-n-переход становится чувствительным к деформации, а при воздействии сильного СВЧ поля ВАХ p-n-перехода имеет сдвиг в сторону II- четверти j-Уплоскости. В

данном случае появляется возможность управления ВАХ р-п-перехода с помощью света, деформации и сильного СВЧ поля.

Ключевые слова: р-п-переход, ток короткого замыкания, напряжение холостого хода, сильное СВЧ поле

1. Введение

В полупроводниковых приборах с р-п-переходами, а так же в солнечных фотоэлементах, работающих на основе р-п-переходов одним из основных характеристик является вольтамперная характеристика (ВАХ). Управляя ВАХ полупроводниковых приборов с р-п-переходом и солнечных фотоэлементов, можно будет управлять работой приборов и током короткого замыкания и напряжением холостого хода в солнечных фотоэлементах. Управление характеристиками фотодиодов и солнечных элементов с помощью внешних воздействий существенно увеличит их возможности и откроет широкую перспективу в использовании полупроводникового прибора на основе р-п-перехода. Воздействие деформации меняет зонный спектр полупроводника, а при воздействии сильных сверхвысокочастотных (СВЧ) электромагнитных полей меняется температура носителей зарядов и имеет место возмущения потенциальных барьеров. Таким образом, воздействуя деформацией и СВЧ полем можно будет управлять характеристиками полупроводников, и получать искомые значения характеристик полупроводников [1-6].

В работе [7] исследовано влияние воздействия света и деформации на ВАХ р-п-перехода. Показаны новые возможности управления вольтамперной характеристикой р-п-перехода с помощью деформации и освещения. Было установлено, что, при освещении на границе фундаментального поглощения собственным светом, полупроводник становится чувствительным к воздействию деформации. Это позволяет управлять скоростью фотогенерации электронов и дырок с помощью внешнего воздействия. В данном случае, появляется возможность управления фототоками и фото-ЭДС возникающих в полупроводниковых фотоэлементах. Однако, в этих работах исследование влияния СВЧ поля на ВАХ р-п-переходов не проводилось.

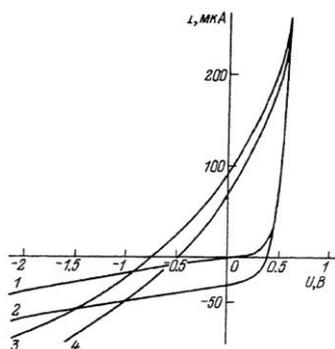


Рисунок 1. ВАХ р-п-перехода (эксперимент [6]). 1- без освещения и СВЧ поля; 2- при освещении без СВЧ поля; 3- без света при СВЧ воздействии; 4- при освещении и СВЧ воздействии

Вейнгером и его сотрудниками [6], проводились экспериментальные исследования по влиянию сильного сверхвысокочастотного (СВЧ) поля на фотоэлектрические характеристики кремниевых р-п-переходов, показано что сильное СВЧ поле сдвигает кривую ВАХ с I, II и IV четвертях j-U плоскости на I, II и III четверти (см. рис. 1). То есть, кривая ВАХ имеет сдвиг на лево и вверх. Это вызывает положительные токи даже при приложении обратного напряжения.

А в работе [7] показано возможность сдвига кривых ВАХ на более низкие положения I, II и IV четверти j-U плоскости.

Целью настоящей работы является исследование влияние деформации и сильного СВЧ поля на ВАХ р-п-перехода.

2. Влияние света, деформации и сильного СВЧ поля на ВАХ р-п-перехода

Ранее нами было показано [7], что, на границе фундаментального поглощения р-п-переход становится чувствительным к деформации, и получено следующее выражение

$$j = j_s \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) - \frac{e\beta I A (\Xi \varepsilon)^r}{h\nu} . \quad (1)$$

Здесь j_s -плотность тока насыщения, e -элементарный заряд, U -напряжение приложенное на р-п-переход, k -постоянная Больцмана, T -температура, β - доля фотодырок, дошедших до перехода без рекомбинации, I -интенсивность света, α - коэффициент поглощения света, h - постоянная Планка, ν - частота света, значения степени r для прямых разрешенных переходов будет равна $r = \frac{1}{2}$, для прямых запрещенных переходов $r = \frac{3}{2}$. Однако в работе [АЭЭ2016] не учитывалось влияние сильного СВЧ поля на ВАХ р-п-перехода.

На рисунке 2 приведена ВАХ р-п-перехода при освещении собственным светом(кривая 1), при воздействии относительной деформации и освещении собственным светом(кривые 2,3,4), и при воздействии сильного СВЧ поля(кривые 5,6,7). График получен теоретически и рассчитан с помощью выражения (1) и (2).

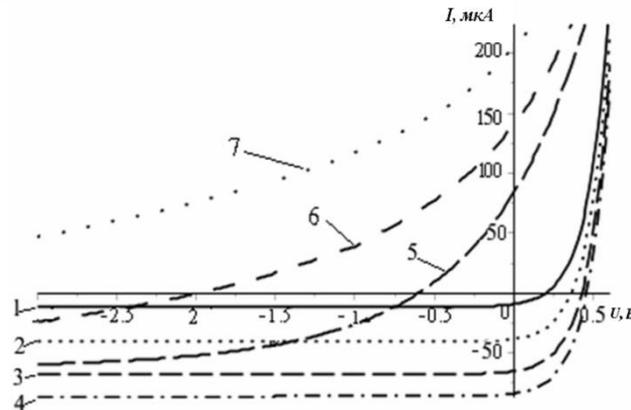


Рисунок 2. ВАХ р-п-перехода. 1- без деформации, при освещении собственным светом, 2-при воздействии относительной деформации $\epsilon = 10^{-5}$ и освещении собственным светом, 3-при воздействии относительной деформации $\epsilon = 3 \cdot 10^{-5}$ и освещении собственным светом, 4-при воздействии относительной деформации $\epsilon = 5 \cdot 10^{-5}$ и освещении собственным светом, 5- без деформации, без освещения при воздействии импульсного СВЧ поля(температура электронов $T_e = 500 K$, температура дырок $T_h = 350 K$), 6- без деформации, без освещения при воздействии импульсного СВЧ поля(температура электронов $T_e = 700 K$, температура дырок $T_h = 500 K$), 7- без деформации, без освещения при воздействии импульсного СВЧ поля(температура электронов $T_e = 1000 K$, температура дырок $T_h = 700 K$)

Для получения кривых 1,2,3 и 4 рисунка 2 мы воспользовались выражением (1). Для получения кривых 5,6,7 рисунка 2 мы воспользовались следующим выражением

$$j = j_{sn} \left[\left(\frac{T_e}{T} \right)^{1/2} \frac{e \varphi_0}{kT} \frac{\varphi_0^{-U-U_1 \cos(\omega t)}}{kT_e} - 1 \right] + j_{sp} \left[\left(\frac{T_h}{T} \right)^{1/2} \frac{e \varphi_0}{kT} \frac{\varphi_0^{-U-U_1 \cos(\omega t)}}{kT_h} - 1 \right], \quad (2)$$

здесь j_{sn} и j_{sp} - токи насыщения дырок и электронов соответственно, T_e и T_h – температура электронов и дырок соответственно, e - элементарный заряд, φ_0 - равновесная высота барьера, U - внешнее напряжение, U_1 - амплитуда СВЧ поля, ω - частота СВЧ поля.

Как показывает анализ рисунка 2, при воздействии деформации на освещенный собственным светом р-п-переход, кривые ВАХ смещаются вниз и направо по плоскости j - U , а при воздействии СВЧ поля ВАХ р-п-перехода имеет сдвиг вверх и налево по плоскости j - U .

3. Заключение

На основе проведенных исследований можно сделать следующее заключение. При освещении на границе фундаментального поглощения собственным светом, полупроводник становится чувствительным к воздействию деформации. Это позволяет управлять током короткого замыкания и напряжением холостого хода с помощью внешней деформации. В данном случае, появляется возможность управления фототоками и фотоЭДС возникающих в полупроводниковых фотоэлементах. При воздействии сильного СВЧ поля кривые ВАХ смещаются в сторону II четверти j - U плоскости.

Таким образом, с помощью света, деформации и сильного СВЧ поля можно управлять ВАХ р-п-перехода, это позволяет управлять характеристиками фотоэлементов и диодов на основе р-п-переходов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

- [1] SukangBae, HyeongkeunKim. Rolltorollproductionof 30-inchgraphemeinchfortransparentelectrodes, NatureNanotechnology, doi:10.1038/NNANO2010.132 [2] Полякова А.Л. Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов (М., Энергия, 1978) [3] Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках (М., Наука, 1972)[4] Вейнгер А.И. N-образность ВАХ кремниевых р-п-переходов в сильных СВЧ полях// Физика и техника полупроводников. – Ленинград, 1988.- т.22. № 11. – С. 1972-1978. [5] Аблязимова Н.А., Вейнгер А.И., Питанов В.Электрические свойства кремниевых р-п-переходов в сильных СВЧ полях// Физика и техника полупроводников. – Ленинград, 1988.- т.22. № 11. – С. 2001-2007. [6] Аблязимова Н.А., Вейнгер А.И., Питанов В.С. Влияние сильного СВЧ поля на фотоэлектрические свойства кремниевых р-п-переходов// Физика и техника полупроводников.– Санкт Петербург, 1992.- т.26. № 6. - С.1041-1047.[7] Гулямов Г., Гулямов А.Г., Мажидова Г.Н. Влияние деформации на фототоки в р-п-переходах // «Альтернативная энергетика и экология».– Россия, г.Саров, 2016.- № 15-16 (203- 204).- С.24-30.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ γ - ОБЛУЧЕНИЯ ПОД НАПРЯЖЕНИЕМ НА ПАРАМЕТРЫ КРЕМНИЕВЫХ МДП- СТРУКТУР

Х.С.Далиев, Д.Сатимов

Национальный университет Узбекистана имени Мирзо Улугбека
E-mail: dalievkhs@yandex.ru

Аннотация.

С помощью нестационарной емкостной спектроскопии и вольт-фарадных характеристик исследовано воздействие γ -облучения под напряжением на параметры МДП-структур.

Обнаружено образование положительного заряда в SiO_2 в результате облучения и увеличение плотности поверхностных состояний. Установлено, что при больших дозах облучения стабильный слой инверсии на поверхности Si не образуется. Показано, что облучение структур под напряжением стабилизирует условия образования радиационных дефектов и позволяет установить четкие зависимости их плотности от дозы.

Ключевые слова. МДП-структура, облучение, γ -кванты ^{60}Co , радиационный дефект, эффективность образования, емкостная спектроскопия, поверхностные состояния.

Известно, что количество и параметры радиационных повреждений в МДП-структурах сильно зависят от вида облучения, от технологии и материалов, используемых при их изготовлении и от других условий во время облучения (электрического поля, механических напряжений, температуры) [1-4].

Нами проведены комплексные исследования физических явлений в структурах Al-SiO₂-Si, облученных γ -квантами ^{60}Co при наличии электрического поля в диэлектрике с помощью методов нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней при постоянной емкости (СС-DLTS) и вольт-фарадных характеристик (ВФХ). Для измерений были использованы МДП-структуры на

подложках n-Si с ориентацией $\langle 100 \rangle$ и $\rho = 15 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Слой окисла толщиной $d_{\text{ox}} = 650 \text{ \AA}$ выращивался термическим способом при 900°C в атмосфере влажного кислорода с добавлением трихлорэ-

тилена. Металлические электроды на SiO₂ площадью $S = 0.03 \text{ см}^2$ и толщиной 7000 \AA , создавались напылением Al. Облучение структур производилось потоком γ -квантов с интенсивностью $3.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ при комнатной температуре и со смещением на Al – электроде $V_{\text{см}} = +10$ или $V_{\text{см}} = -10 \text{ В}$. Дозы облучения составляли $D = 6 \cdot 10^{14} \div 6 \cdot 10^{15} \text{ квант/см}^2$. Концентрация глубоких уровней (ГУ) (N_t) в объеме Si измерялась методом DLTS [5] на барьерах Шоттки, изготовленных на пластинах Si после травли слоя SiO₂. Было обнаружено, что при максимальной дозе облучения концентрация ГУ не превышает 10^{12} см^{-3} и они не влияют на измерения на границе раздела Si-SiO₂. В перерывах между измерениями структуры хранились при 77К, чтобы исключить отжиг ГУ после облучения, так как хранение образцов при 300К в течение 5 часов привело к уменьшению концентрации ГУ на 20%.

Спектры СС-DLTS измерялись при разных величинах E_{FS} в состоянии эмиссии электронов из поверхностных состояний (ПС), где E_{FS} – энергия квазиуровня Ферми для электронов на поверхности Si, отсчитанная от нижнего края зоны проводимости вниз. E_{FS} определяется в зависимости от

температуры из величины постоянной емкости С структуры во время эмиссии и положения уровня Ферми в нейтральном полупроводнике [6].

На рис.1 приведены ВФХ облученных структур, емкость С нормирована на емкость окисла C_{ox} . Сдвиг напряжения смещения V , которое соответствует состояниям плоских зон ($V=V_{FB}$, $C=C_{FB}$) и $E_{FS}=E_i$ (E_i – энергия, соответствующая середине запрещенной зоны, $V=V_{MG}$, $C=C_{MG}$), свидетельствуют об образовании положительного заряда в SiO_2 в результате облучения, а изменение наклона ВФХ указывает на увеличение плотности ПС. При больших дозах облучения D (кривая 3) стабильный слой инверсии на поверхности Si не образуется, так как C уменьшается с увеличением $-V_{cm}$ так же, как и при измерении низкотемпературных ВФХ. Это искажение слоя инверсии связано с появлением сквозного тока порядка $10^{-9}A$ через SiO_2 .

На рис.2 показаны зависимости $V_{FB}(D)$ (кривые 1 и 2) и $V_{MG}(D)$ (кривые 3 и 4) при отрицательном и положительном V_{cm} во время облучения. Эффективный положительный заряд в окисле при $+V_{cm}$ растет немного сильнее, чем при $-V_{cm}$. Но, в отличие от структур, окисленных без хлора [1], в нашем случае влияние полярности V_{cm} на величину заряда в окисле выражено гораздо слабее. Изменение эффективного заряда в SiO_2 может быть обусловлено дрейфом дырок через SiO_2 и захватом их вблизи поверхности Si или ударной ионизацией горячими электронами трехвалентного кремния в окисле. В случае первого механизма дрейф дырок происходит на относительно большие расстояния и при $+V_{cm}$ изменение заряда должно быть существенно больше, чем при $-V_{cm}$. В случае ударной ионизации смещение носителей невелико и полярность V_{cm} должна оказывать меньшее влияние. Отсюда можно сделать вывод, что в нашем случае изменение эффективного заряда в SiO_2 связано, вероятно, преимущественно с ударной ионизацией.

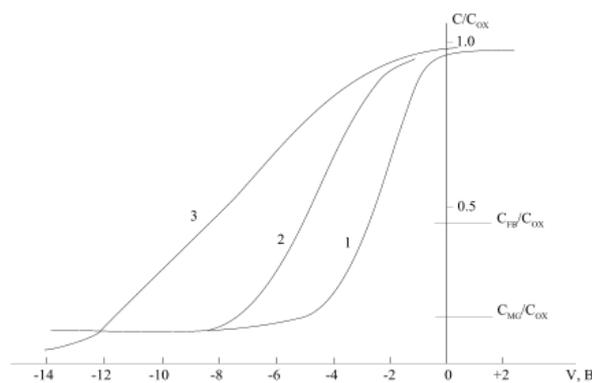


Рис..1. Высокочастотные вольт-фарадные характеристики МДП-структур до и после облучения γ -квантами при $V_{cm} = -10$ В, D , cm^2 . 1 - 0; 2 - $1,3 \cdot 10^{15}$; 3 - $5,7 \cdot 10^{15}$.

Из рис. 2 видно, что с накоплением положительного заряда дальнейшее его образование замедляется. Зависимость $|V_{FB}(D)|$ полностью выходит на насыщение при $D \geq 4 \cdot 10^{15}$ квант/ cm^2 (кривые 1 и 2), но при этом положительный заряд частично компенсируется отрицательным зарядом на поверхностных состояниях. При симметричном распределении донорных ПС в верхней половине запрещенной зоны Si увеличение $|V_{MG}|$ (кривые 3 и 4) приводит к росту эффективного фиксированного заряда независимо от общей плотности поверхностных состояний [7]:

$$\Delta Q(D) = |\Delta V_{MG}| \cdot C_{ox} / A \quad (1)$$

Средние сечения захвата электронов на поверхностные состояния $\sigma_n(E_t)$ до и послеоблучения при $V_{cm} = 10$ В, вычисленные из E_t значения T , при которой они перезаряжаются со скоростью эмиссии $e_n = 275$ s^{-1} , приведены в таблице 1. Значения сечений захвата электронов для радиационных ПС с $E_t = 0.44$ эВ не отличаются от σ_n ПС в образцах до облучения, а при меньших E_t образуются, прежде всего ПС с особенно малыми сечениями захвата электронов.

Это свидетельствует о том, что, по крайней мере, вблизи поверхности Si в результате облучения происходит не только ионизация существовавших ранее электронных состояний в диэлектрике, но и образуются в большом количестве новые объемные состояния (ОС). Предполагается, что аналогичные ОС могут возникать во всем объеме SiO_2 . При высокой плотности ОС становится возможной прыжковая проводимость, возникает сквозной ток, электроны из металлического элек-

трода достигают поверхности Si и там рекомбинируют с дырками. Если этот электрический ток превышает генерационный ток дырок, то концентрация дырок на поверхности Si падает и, как следствие, искажается инверсионный слой и ВФХ структуры (рис.1, кривая 3).

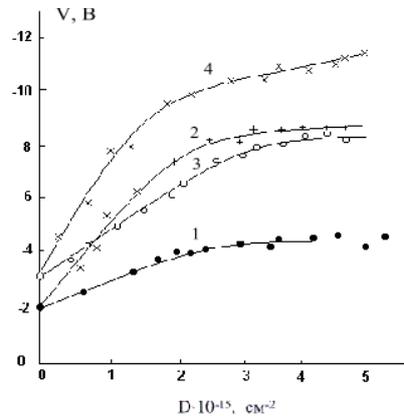


Рис.2. Зависимости напряжений V_{FB} и V_{MG} от D при отрицательном и положительном смещениях $V_{см}$ на полевым электроде во время облучения: 1, 2 - $V_{FB}(D)$; 3, 4 - $V_{MG}(D)$; $V_{см}$, В: 1, 3 - -10; 2, 4 - +10.

Таблица 1

D=0		D=2.7·10 ¹⁵ кв/см ²		
E _t , эВ	T, К	σ _п , см ²	T, К	σ _п , см ²
0.44	250	1·10 ⁻¹⁵	250	1·10 ⁻¹⁵
0.24	150	4·10 ⁻¹⁶	155	2·10 ⁻¹⁶
0.10	80	3·10 ⁻¹⁷	90	4·10 ⁻¹⁹

Дозы, при которых уменьшается наклон кривой $-V_{MG}(D)$, лишь слабо зависят от полярности $V_{см}$ и самого V_{MG} (рис.2). Поэтому при условиях изготовления SiO₂ изменение наклона связано, скорее, с обратным захватом туннелирующих электронов на ионизованные центры в окисле [7], чем с искажением электрического поля в диэлектрике [1]. Возможности для такого захвата растут также с образованием большой концентрации ОС, которая наблюдается именно в области изменения наклона $V_{MG}(D)$ при $D = (2-3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Противоположное по сравнению с $V_{MG}(D)$ поведение характеристик $N_{ss}(D)$ можно объяснить тем, что образовавшийся положительный заряд вблизи поверхности Si ослабляет связи на самой поверхности, уменьшает предельную энергию для их разрыва и, таким образом, увеличивает скорость образования ПС во время облучения. Причина начинающегося при $D > 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ насыщения остается неясной. Можно предположить, что заполнение ОС при этих дозах происходит неполностью из-за появления сквозного тока и $\Delta U_0(D)$ при $D > 3 \cdot 10^{15} \text{ кв/см}^2$ не определяется полной концентрацией $N_{it}(D)$.

При облучении структур без смещения наблюдается большой разброс экспериментальных данных, но плотности ПС и ОС лежат между результатами при $+V_{см}$ и $-V_{см}$. Связано это, по-видимому, с флуктуациями встроенного заряда в окисле. Таким образом, облучение структур при $V_{см} \neq 0$ стабилизирует условия образования РД и позволяет установить четкие зависимости их плотности от дозы.

Полученные нами результаты показывают, что анализ комплексных измерений ВФХ и спектров DLTS в различных режимах позволяет установить не только дозовые зависимости ОС, ПС (с различной кинетикой перезарядки) и встроенного заряда в окисле, но и основные причины деградации структур при воздействии проникающего излучения [8].

ЛИТЕРАТУРА:

- [1] Snow E.H., Grove A.S., Fitzgerald D.J. Effects of Ionising Radiation on Oxidized Silicon Surfaces and Planar Devices.- Proc.IEEE, 1967, v.55, No.7, p.1168-1185.[2] Sah C.T. Origin of Interface State and Charge Generated by Ionise Radiation. IEEETrans.Nucl.Sci., 1976, v.NS-23, No.6, p.1563-1568.[3] КибликВ.Я., ЛитвиновР.О., ЛитовченкоВ.Г. Влияниеγ-облучениянагенерационно - рекомбинационныехарактеристикиМДП-

структур. – УФЖ, 1977, т.22, в.7, с.1097-1103.[4] БаринювЮ.А., ГайсинФ.Г., УсеиновР.Г. ВлияниемошностидозыгаммаоблучениянадвигопороговогонапряженияМОПтранзисторов. – ФТП, 1985, т.19, в.10, с.1883-1885.[5] Lang D.V. Deep level transient spectroscopy A new method to characterize traps in semiconductors. J.Appl. Phys. 1974.Vol.45. №7, p. 3023-3032. [6] Wang K.L. MOS Interface-State Density Measurements Using DLTS. IEEE Trans.Electron.Devices, 1980, v.ED-27, No.12, p.2231-2239.[7] Seeggan G.A., Ma T.F. Effects of Electron_Beam Radiation on MOS Structures as Influenced by the Silicon Dopant. – J.Appl. Phys., 1977, v.48, No.1, p.294-300.[8] ЗайнабидиновС.З., ВласовС.И. ЗаугольниковаЕ.Г., КаримовИ.Н., ДалиевХ.С. Влияниеу-облученияна свойстваМДП-структур. - ФТП, 1984, т.18, в.4, с.727-729.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НАНО p-n ПЕРЕХОДОВ И ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Бахадырханов, М. К., Сайдумаров О.И.

В работе приведены данные по использованию нано p-n переходов и гетеропереходов для создания солнечных элементов, также приведены данные по поглощению структур нанопроволочек с различными коэффициентами заполнения.

Ключевые слова: Солнечный элемент, нано p-n переход, гетероструктур, нанопроволочек.

1. Введение

Кремний в настоящее время является основным материалом солнечных батарей. В наземных условиях коэффициент полезного действия (КПД) кремниевых элементов составляет около 20% при прямом солнечном облучении и до 25 ÷ 27% при (30 ÷ 50 – кратном концентрировании солнечного излучения). При увеличении интенсивности солнечного потока КПД кремниевых элементов уменьшается из-за увеличения рабочей температуры и увеличения омических потерь.

Солнечные элементы на основе гетероструктур обеспечивают большие значения КПД и имеют высокую радиационную стойкость. Важным преимуществом гетерофотопреобразователей является их способность эффективно преобразовывать сильно концентрированное солнечное излучение (до 1000 ÷ 2000 крат), что открывает перспективы существенного (пропорционально степени концентрирования) снижения площади и стоимости солнечных элементов и вследствие этого снижения стоимости «солнечной» электроэнергии. Большинство продаваемых фотоэлементов солнечных батарей используют кремний. В последние годы потребность в солнечных батареях существенно увеличилась, чем взвинтила цены на сырье кремния. Нехватка высококачественного кремния привела к необходимости поиска новой конструкции фотоэлементов, при этом, используя недорогие материалы, например, кремний невысокого качества. Одним из многообещающих кандидатов для солнечных батарей стала конструкция фотоэлементов на пучках кремниевой нанопроволоки, предложенная учеными Массачусетского Института Технологии (MIT). Фотоэлемент новой конструкции состоит из пучков p-n кремниевых нанопроволок, каждая из которых имеет сердцевину и наружный слой (рис. 1.).

При этом наружный, более темный, слой является кремнием n- типа с добавками фосфора для поглощения электронов, а сердцевина (более светлая) представляет собой кремний p- типа, в который добавлен бор, как донор электронов. Таким образом, каждая из нанопроволочек в пучке имеет p - n переход и является нано фотоэлементом.

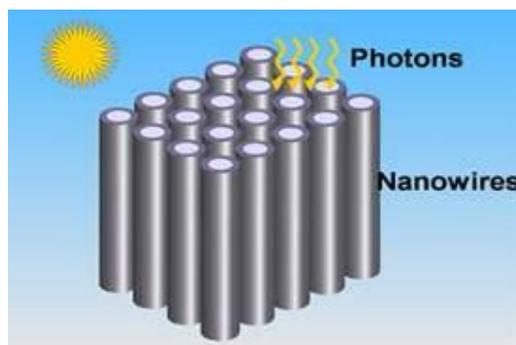


Рис.1. Схема фотоэлемента на кремниевых нанопроволочках. Каждая из проволочек представляет собой нано p-n соединение. Темный наружный слой (оболочка) – кремний n- типа, светлый сердечник – кремний p- типа.

Кремниевые фотоэлементы на нанопроволоках имеют гораздо более короткие р-п переходы, чем тонкопленочные фотоэлементы. В нанопроволоке, возбужденные светом электроны и дырки (носители) проходят очень короткие дистанции перед тем, как попадают на электроды. Это означает более высокую эффективность улавливания носителей заряда в системе сердечник-оболочка нанопроволоки, что в свою очередь, означает большую устойчивость к дефектам материала и позволяет использовать кремний более низкого качества. Структура сердечник-оболочка нанопроволоки отвечает за самый важный параметр фотоэлемента - его общий коэффициент полезного действия. С другой стороны, как отмечают разработчики, эффективность улавливания фотонов такой системой (другой важнейший параметр) пока не определена.

Из-за того, что используемые в конструкции фотоэлемента проволоочки имеют наноразмеры, которые меньше длины волны видимого излучения, они сами и их пучок должны иметь оптические свойства, отличающиеся от оптических свойств материала.

Для определения оптического поглощения в структурах, состоящих из пучков нанопроволок кремния были произведены многочисленные расчеты для систем с разной геометрией, изготовленных из проволоочек диаметром от 50 нм до 80 нм. Волновые эффекты учитывались путем численного решения полных уравнений Максвелла. Расчеты подтвердили, что структуры, составленные из пучков нанопроволочек, имеют желаемые анти-отражательные свойства в широком оптическом диапазоне длин волн.

Одним из первых экспериментов было исследование влияния длины проволоки на оптическое поглощение. В эксперименте были выбраны проволоочки трех длин: 1,16 нм, 2,33 нм и 4,66 нм с целью проверки зависимости поглощения от объемных свойств системы проволоочек. Излучение направлялось в верхнюю часть пучка нанопроволочек в направлении, перпендикулярном оси этих проволоочек. Для сравнения на том же графике приведены данные по поглощению тонкой (2,33 мкм) кремниевой пленкой. Результаты показывают, что поглощение оптического излучения ограничено в низкочастотной области спектра, преимущественно для более коротких проволоочек. Более длинные проволоочки имеют более высокие показатели поглощения. С ростом частоты излучения, поглощение быстро растет, достигая плато. Поглощение излучения с большей частотой больше, чем у тонкой пленки, в то время, как в низкочастотной области спектра пленка более эффективна.

Полное поглощение системы определялось по отражению и пропусканию излучения системой. Для понимания тенденций в поглощении оптического излучения пучками нанопроволочек на, показаны показатели отражения и пропускания для системы нанопроволочек и тонкой пленки.

Интересно отметить, что показатель отражения системы нанопроволочек во всем испытанном диапазоне длин волн (частот) излучения существенно ниже, чем у тонкой пленки. В существующих тонкопленочных фотоэлементах такое маленькое отражение можно получить только с использованием специальных антиотражательных покрытий. Система нанопроволочек имеет более высокое поглощение излучения в высокочастотной области видимого спектра, чем тонкая пленка, благодаря одновременному действию двух факторов: низкой отражательной способности и нулевому пропусканию. В то же время определено, что в низкочастотной области спектра пропускание пучка нанопроволочек выше, чем у пленки. Более высокое пропускание не может быть компенсировано низким отражением, приводя к незначительному поглощению пучком нанопроволочек фотонов с низкой энергией.

В работе приведены данные по поглощению структур нанопроволочек с различными коэффициентами заполнения. Все структуры имели одинаковое расстояние между проволоочками (100 нм) и одинаковую длину (2,33 мкм), изменялся только диаметр использованных проволоочек. Из графиков видно, что более высокие коэффициенты заполнения демонстрируют более высокое поглощение в низкочастотной области спектра, в то время как в высокочастотной области спектра наноструктуры с меньшим заполнением поглощают больше света.

Варьируя коэффициент заполнения, можно получить наноструктуры с суммарным поглощением, близким к поглощению тонкой пленки.

Таким образом, показано, что структуры, собранные из нанопроволочек кремния имеют преимущество очень небольшой отражательной способности в широком диапазоне видимого спектра, которое может быть получено без специально разработанных антиотражательных покрытий. Эта малая отражательная способность существенно улучшает эффекты оптического поглощения в вы-

сокочастотной (коротковолновой) части видимого спектра, однако в низкочастотной (длинноволновой) части спектра такое улучшение не может быть получено, из-за малой величины коэффициента экстинкции кремния, которая определена как потери излучения на рассеяние и поглощение. Тем не менее, низкое поглощение в низкочастотной области может быть повышено при использовании более длинных проволочек или ловушек излучения.

Список литературы:

[1] R. Siddiqui and U. Bajpai, "Deviation in the performance of solar module under climatic parameter as ambient temperature and wind velocity in composite climate," *International Journal of Renewable Energy Research*, vol. 2, no. 3, pp. 486–490, 2012. [2] R. Siddiqui and U. Bajpai, "Statistical analysis of solar photovoltaic module output with temperature, humidity and wind velocity in composite climate," *European Journal of Scientific Research*, vol. 80, no. 4, pp. 447–456, 2012.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЕМНИЕВОЙ $n^+ - nSi - Ag$ СТРУКТУРЫ

Д.Ёдгорова, Ф.Гиясова

Физико-технический институт НПО «Физика–Солнца» АН РУз
Ташкент 100084, Узбекистан, ул. Бодомзор йули кучаси 2 “б”
E-mail: yodgorova@uzsci.net

Аннотация. Приведены результаты исследования фотоэлектрических характеристик кремниевой диодной структуры с барьером Шоттки на основе эпитаксиального слоя. Показано, что фотодиодная $n^+ - nSi - Ag$ -структура, при малых рабочих напряжениях обеспечивает оптимальный режим работы, спектральная чувствительность охватывает от видимой до ближней ИК области и по чувствительности не уступает кремниевым структурам с $p - n$ -переходом.

Ключевые слова: фотоэлектрические характеристика, фотодиод с барьером Шоттки, толстая база.

Введение. В настоящее время требования, предъявляемые к фотодиодам, из года в год возрастают. Это в первую очередь связано с постепенным переходом систем связи оптическим системам, где скорости передачи полезного сигнала на порядки выше, чем в ранее используемых аналоговых электрических системах [1].

Принципы преобразования светового излучения в электрический сигнал, в новых фотодиодах на основе сложных полупроводников, как и в фотодиодах, изготовленных на основе традиционных $p - n$ -переходов, остаются в силе. Но как фотодиоды для оптических приложений они имеют определенные ограничения. Это, в первую очередь, по сравнению со всем объемом структуры существенно малая доля обедненной области, где происходит разделение фотогенерированных носителей, то есть большая часть поглощенных фотонов не принимает участия в процессе генерации фототока, вернее рекомбинирует по пути. Во-вторых, медленный отклик, связанный с медленной диффузией носителей, замедляет работу диода, ограничивая его применимость для средне- и высокоскоростных применений. Фактически такие фотодиоды на основе $p - n$ – перехода можно использовать лишь в килогерцовом диапазоне [2].

В связи с этим фотодиодные структуры с областью обеднения большей, чем в обычном $p - n$ – переходе представляют интерес.

В настоящей работе приведены результаты исследования фотоэлектрических характеристик фотодиодов с барьером Шоттки с толстой базовой областью.

Объект исследования.

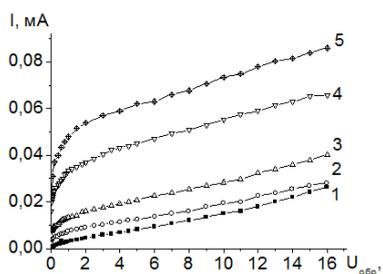
Для изготовления исследуемых фотодиодов использовали базовые структуры с эпитаксиальным $n - n^+$ -переходом электронного типа легированные фосфором. Толщина эпитаксиального слоя, выращенного на подложке толщиной 380 мкм, равна 36 мкм, а удельное сопротивление 7.8 Ом.см. Шоттки выпрямляющие барьеры к поверхности эпитаксиального слоя получены напылением в вакууме полупрозрачного слоя серебра. В результате получена фотодиодная $n^+ - nSi - Ag$ -структура, в которой под металлическим слоем создается область объемного заряда. Площадь структуры составляет 0.08 мм²

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Вольтамперная характеристика n^+ -nSi-Ag-структуры в режиме запирания потенциального барьера при различных освещенностях приведена на рис. 1.

Как видно из рисунка в темноте ток от напряжения увеличивается близко к линейному. При подсветке интегральным светом от вольфрамовой лампы с максимумом 0.86 мкм наблюдается тенденция нарастания светового тока по мере увеличения запирающего напряжения до 2В и интенсивности освещения. То есть, между начальным первичным фототоком (при 0.02 В) и фототоком для заданного напряжения (2 В) имеем усиление фототока. При этом рабочее напряжение в окрестности 0.8÷1.2 В является оптимальным.

Чувствительность отклика от длины волны (рис. 2) качественно согласуется с типичной кривой справедливой для кремниевого фотодиода с р-п – переходом, а спектральный диапазон охватывает от 0.45 до 1.25 мкм.



1-0 лк, 2-100 лк, 3-200 лк, 4-1000 лк, 5-2000 лк

Рис. 1. Вольтамперная характеристика n^+ -nSi-Ag-структуры в режиме запирания потенциального барьера

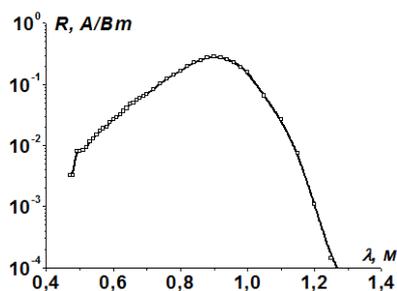


Рис. 2. Чувствительность отклика n^+ -nSi-Ag-структуры от длины волны

Зависимость емкости от напряжения (рис. 3) в координатах $1/C^2 \sim U$ на начальном участке дает прямую линию, подтверждая резкость р-п – перехода. Наличие сильного электрического поля у границы под металлом и резкость выпрямляющего перехода металл-полупроводник обеспечивают резкий рост фототока при малых напряжениях.

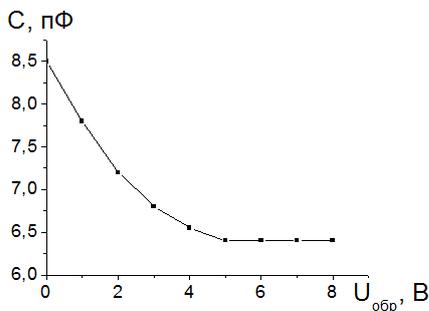


Рис. 3. Зависимость емкости от запирающего напряжения

Зависимость барьерной емкости от напряжения описывается функцией [3]:

$$C_{бар} \cong S \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 N}{2(\phi_{кон} - U)}} \quad (1.79)$$

где N – концентрация примеси в слабо-легированной области, S – площадь структуры, U – запирающее напряжение, ϕ – высота барьера металл-полупроводник.

Заключение

На основе изучения фотоэлектрических характеристических фотодиодной n^+ -nSi-Ag-структуры на основе кремния показано, что их фототоки от запирающего напряжения имеют нарастающий характер, обеспечивая высокие значения фоточувствительности в отличие от диодных фотодиодных структур с р-п – переходом. При этом спектральный диапазон является более широким.

ССЫЛКИ:

[1] Ишанин Г.Г., Панков Э.Д., Андреев А.Л., Польшиков Г.В. Источники и приемники излучения. Санкт-Петербург “Политехника” 1991. С. 125-133. [2] Воробей Р.И., Гусев О. К., Тявловский К.Л., Тявловский А.К., Свистун А.И., Шадурская Л.И., Яржембицкая Н.В. / Фотоприемники с расширенным динамическим диапазоном на основе полупроводников с многозарядными примесями / Материалы и структуры современной электроники: сб. науч. тр. VII Междунар. науч. конф., посвящ. 50-летию каф. физики полупроводников и нанoeлектроники, Минск, 12–13 окт. 2016 г. / редкол.: В. Б. Оджаев (отв. ред.) [и др.]. — Минск : Изд. центр БГУ, 2016. — С. 40–43. [3] Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. Часть 1. М.: Мир. -С. 237-240; 429-450.

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ГЕТЕРОПЕРЕХОДА GaAs/ZnSe В МОДУЛИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

У.К.Ерназаров, Б. Ж. Нарымбетов

Каракалпакский научно-исследовательский институт естественных наук АН РУз

Введение

Исследования модулированных по химическому составу полупроводниковых структур (МПС) привлекают интерес в связи с решениями различных научных и прикладных задач. Одно из главных требований к технологии изготовления квантовых гетероструктур связано с необходимостью получения очень резких гетеропереходов с переходным слоем промежуточного состава, имеющим толщину всего в несколько постоянных решетки. При послойном росте вещества растущий и 1-й слой под ним находятся в выделенных условиях, чем слои в объеме. В этих слоях атомы имеют вокруг себя свободные позиции, вследствие чего диффузия атомов в них на порядки превосходит объемную диффузию. Качество структур чередующихся слоев и межслойных границ во многом предопределяется кристаллофизическими и кристаллохимическими свойствами МПС образующих материалов. Наиболее подходящей парой для получения МПС с резкой границей раздела и с наименьшим механическим напряжением, с кристаллофизической точки зрения, является полупроводниковые соединения GaAs и ZnSe [1-2]. Одинаковый структурный тип, близкие значения постоянных кристаллической решетки ($a_{\text{GaAs}} = 5,6538 \text{ \AA}$ и $a_{\text{ZnSe}} = 5,6688 \text{ \AA}$), термический коэффициент расширения и т.д. являются весомыми предпосылками решеточно-согласованному эпитаксиальному росту чередующихся тонких слоев GaAs и ZnSe с вышеуказанными качествами. Однако, из-за ненадежности контролирования состава осаждаемого материала и межслойных диффузий элементов в процессе формирования тонких слоев с использованием общедоступных методов, не всегда получаются границы раздела с ожидаемыми структурными характеристиками. Например, при термическом испарении ZnSe наблюдается диссоциация материала, и газовая фаза может, состоять из молекул и атомов компонент [3]. При взаимодействии Se с поверхностным слоем GaAs вытесняет As из кристаллической решетки и образует химическую связь с галлием [4-5]. Не изовалентность компонент этих соединений приводит нарушению баланса валентных электронов между ближайшими соседями по обе стороны границы раздела. Установление баланса валентных электронов между ближайшими соседями на границе раздела требует модулирования состава нескольких приграничных моноатомных слоев из композиции элементов GaAs и ZnSe. Химический состав этого слоя определяется в виде $(\text{GaAs})_{1-x}(\text{ZnSe})_x$ или $(\text{Ga}_{1-x}\text{Zn}_x)(\text{As}_y\text{Se}_{1-y})$ [6]. Образование такого слоя приводит дополнительному модулированию электрофизических и оптоэлектронных свойств МПС.

В опубликованный в литературе работах, гетеропереход GaAs/ZnSe получен на поверхности ориентированных монокристаллических подложек GaAs с формированием ZnSe слоя с испарением Zn и Se из отдельных источников. Данные о структурных особенностях GaAs/ZnSe гетероперехода, полученные с использованием в качестве испаряемых материалов чистых соединений GaAs и ZnSe, практически отсутствуют. Настоящая работа посвящена рентгенографическим исследованиям гетероперехода GaAs/ZnSe в многослойных МПС, выращенных с поочередным испарением и конденсацией ZnSe и GaAs из автономных источников на монокристаллические пластины GaAs (001) ориентации.

Методика экспериментов

Образцы многослойных GaAs/ZnSe МПС изготавливались методом последовательного термического испарения из автономных источников GaAs и ZnSe с конденсацией на монокристаллические пластины GaAs (100) ориентации в квазизамкнутом объеме в едином технологическом цикле. Расчетная толщина отдельных слоев составлял порядка 10-20 нм. Используемые в качестве подложки монокристаллические пластинки GaAs (100) изготовлены из легированных хромом слитков с концентрацией носителей тока $n = 1,75 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и удельным сопротивлением $\rho = 10^6 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. В качестве источников испаряемого вещества использованы мелкие кристаллиты нелегированных монокристаллов GaAs и ZnSe, выращенные методом Чохральского (GaAs) и Бриджмена (ZnSe).

Метод дискретного испарения (МДИ) является один из наиболее экспрессных методов для выращивания тонких монокристаллических пленок полупроводниковых соединений, электрофизические свойства которых при комнатной температуре соответствовали таковым для монокристаллов. Технологический процесс состоит из следующих основных этапов: подается мелкий кристаллит испаряемого материала на нагретый испаритель, при соприкосновении с которой происходит его термический перегрев и взрывное испарение. Предполагается, что стехиометрия в напыляемых пленках обеспечивается за счет полного испарения каждой частицы. Параметры режима выращивания отдельных слоев GaAs и ZnSe подробно описаны в работе [7].

Рентгенографические исследования проводились на стандартных установках ДРОН-УМ1 (CuK_α -излучение, $\lambda = 0.15418 \text{ нм}$) по схеме $\theta - 2\theta$ в режиме непрерывного сканирования и ВИП-60, оснащенной приставкой РКВ-86 для фотографической регистрации рассеянных лучей на рентгеновские пленки. При получении дифрактограмм со стороны пленки использовались фильтры для CuK_β -излучения.

Результаты экспериментов и их обсуждение

На рис. 1 представлена дифрактограмма эпитаксиальной пленки МПС GaAs/ZnSe из 20 слоев. При этом часть коллимированного первичного рентгеновского луча охватила поверхность подложки, не закрытой эпитаксиальной пленкой. Малая ширина, максимальная интенсивность и хорошее расщепление (400) GaAs рефлекса по α_1 - и α_2 -излучениям с соотношениями интенсивностей компонентов, близкими к расчетному - $I(\alpha_1) = 2I(\alpha_2)$, свидетельствуют о совершенстве структуры кристаллической решетки подложки. Дифракционные максимумы (001) МПС накладывались на соответствующие максимумы подложки, создавая ассиметричные уширения их хвостов. Отсутствие дифракционных максимумов типа (hk0) и (hkl) эпитаксиальной пленки показывают когерентность роста компонент МПС с плоскостью (001) подложки. Отличительной особенностью рассматриваемой дифрактограммы является появление между селективными максимумами от плоскости (001) подложки очень слабых по интенсивности и различных по ширине и форме дифракционных максимумов. На дифрактограмме, полученной в окрестностях максимума (002) подложки, дифракционная кривая состояла из трех близкорасположенных широких максимумов, тогда как в окрестности (004) получен единственный широкий максимум. Следует отметить, что интенсивности и ширина этих максимумов изменяются симметрично относительно сильного максимума от МПС, наблюдаемой в большеугловой стороне хвоста селективного рассеяния (004) подложки. Эти особенности дифракционных максимумов со слабыми интенсивностями указывают на образования структурно-упорядоченных промежутков с нецелочисленной кратностью постоянным решеткам МПС образующих соединений GaAs и ZnSe периодом идентичности и толщиной в несколько постоянных решеток.

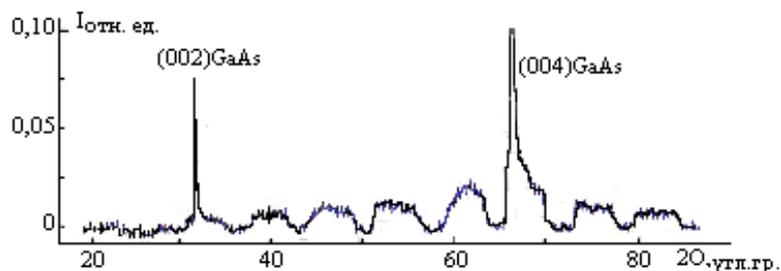


Рис. 1. Фрагмент дифрактограммы со стороны МПС

Периоды идентичности в двух других направлениях определяли измерением рентгенограмм качания, полученных со стороны пленки при совмещении оси качания с направлением подложки $[110]$ (а) и с $[\bar{1}10]$ (b) (рис. 2а и 2b). На рентгенограммах качания форма наблюдаемых дифракционных максимумов имеют некоторые особенности, указывающие на различные протяженности структурно-упорядоченных областей в направлениях, совпадающих с осью качания. При совмещении оси качания с направлением $[110]$ подложки, параллельной поверхности, форма одной серии максимумов соответствуют форме и размеру облучаемой рентгеновскими лучами поверхности образца, тогда как вторая серия максимумов является более протяженными вдоль слоевых линий (рис. 2а). Эти максимумы располагаются в слоевых линиях, образованных подложкой и слоями GaAs и ZnSe. Следует также отметить, что растянутые вдоль слоевых линий максимумы имеют тонкую структуру в виде близко расположенных линий, напоминающих толщинные осцилляции углового распределения интенсивности рассеянного луча от тонких совершенных монокристаллов. Период идентичности образованной фазы вдоль этих направлении составляет 0,41нм. На рентгенограммах качания, полученных совмещением оси качания с направлением $[\bar{1}10]$ подложки, сверхструктурные максимумы не имеют вытянутости в каком либо направлении. Они создает отдельные слоевые линии (рис. 2b). Образованная упорядоченная структура в этом направлении имеет период идентичности, равную 1,21 нм.

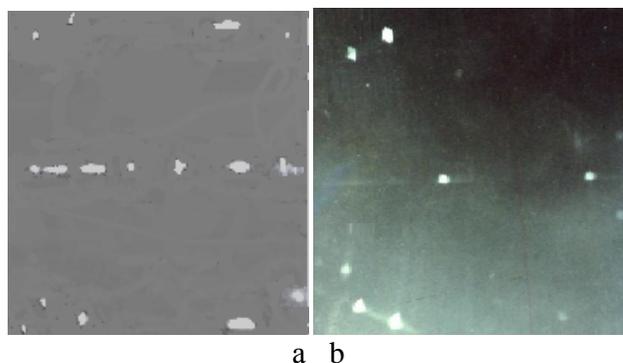


Рис. 2. Фрагменты рентгенограмм качания образца многослойных GaAs/ZnSe со стороны МПС, когда ось качания соответствовало направлениям $[110]$ (а) и $[\bar{1}10]$ подложки (b)

Таким образом, исследованный в работе многослойный МПС состоит из чередующихся слоев GaAs, ZnSe и переходных областей, состоящих из композиций элементов этих соединений. Используемый метод получения МПС не позволяет строго контролировать толщины слоев, и разные прослойки GaAs и ZnSe могут отличаться друг от друга на несколько периодов решетки, а переходные слои, вероятно, также имеют вариации на уровне мономолекулярных слоев. Следовательно, интерференция волн, отраженных от подложки и разных слоев, смещение систем осцилляций, принадлежащих отражениям разных слоев, приводят к тому, что дифракционные кривые имеют сложную форму с множеством пиков, ступенек, осцилляций. Извлечение параметров структуры из таких кривых требует проведения экспериментов с помощью методов высокоразрешающей дифрактометрии и расчет дифракционных отражений с последующей процедурой подгонки [8-10]. Из предварительного анализа выяснили, что слабые максимумы с различными угловыми полуширинами (рис. 1) являются суперпозицией сателлитов различных порядков основных максимумов (002) и (004) сверхструктурно-упорядоченных областей. Чтобы, последовательность в расположении «нормальных» и «уширенных» слабых максимумов при сохранении их числа между (002) и (004) соответствовали экспериментально обнаруженной, период идентичности упорядоченной структуры в этом направлении должны быть кратными дробному числу периода решетки GaAs и ZnSe. С кристаллохимической точки зрения, период идентичности сверхструктурных образований могут быть равными на $(9/4)a$ и $(11/4)a$, или и то и другое в зависимостях границ разделов GaAs/ZnSe и ZnSe/GaAs. Интенсивность (002) максимума намного слабее интенсивности (004), что проявляется на дифрактограмме в виде её возрастания в сторону последнего.

Вытянутость формы дифракционных максимумов, соответствующих структурно-упорядоченным областям МПС, вдоль одной из направлений $[\bar{1}10]$ подложки, параллельной сло-

ям гетеропереходов показывает ограниченность этих областей в соответствующем направлении. Структурированность наблюдаемых максимумов не позволяет получению более точных количественных характеристик. Размер области сверхструктурно - упорядоченной области в другом [110] направлении имеет значительные величины. С кристаллофизической точки зрения направления [110] и $[\bar{1}10]$ являются эквивалентными. Образования разных периодичностей упорядочения структуры в этих направлениях, вероятно, связаны с характером шероховатости поверхностных слоев, обусловленных, например, расположением подложки относительно направления преимущественной части потока испаряемого вещества.

Образования неоднородностей на границе раздела или на поверхности слоев ZnSe, выращенных на подложках GaAs обнаружены в работах [11-13]. В работе [11] обнаружено, что на поверхности эпитаксиальных слоев ZnSe, выращенные на подложках GaAs, формируются холмики, предположительно в областях обогащенных галлием, и с большой степенью вероятности состоящих из чистого Se. С помощью сканирующего электронного микроскопа, в работе [12] на поверхности эпитаксиальной пленки ZnSe обнаружили неоднородности - "микродомены" в виде прямоугольных параллелепипедов размером a , $b = a/3$ и $c = a/2$, ориентированных вдоль одного направления. Как было отмечено в введении, Se вытесняет As из поверхностного слоя GaAs и образует химическую связь с галлием [4-5]. На основе анализа кристаллохимической модели предсказано, что образование в решетке сфалерита связей типа Ga-халькоген в гетеропереходе $A^2B^6/GaAs$ приводит к фасетированию GaAs плоскостями (111)В и двойникованию в растущей пленке A^2B^6 [13-15]. Для фасетирования при росте необходимо присутствие на поверхности достаточно большого количества соединений селена и галлия. Известно также, что на начальном этапе осаждения аналогичных соединений формируется островковые структуры, начиная с некоторой критической толщины (2-5 монослоев) превращающихся в трехмерно когерентные упругонапряженные кристаллические блоки, разделенные эквидистантными моноатомными или мономолекулярными ступенями. Ступени имеют оптимальный период распространения по одному из направлений вдоль поверхности, а по другому направлению ступени отсутствуют. Это создает линейчатую структуру поверхности, что дает возможность для получения упорядоченных массивов квантовых проволок. Встраивание растущего слоя на указанные ступеньки формирует взаимопроникающие переходные слои из композиций элементов GaAs и ZnSe.

Закключение

Таким образом, в многослойных GaAs/ZnSe МПС на границе чередующихся прослоек GaAs и ZnSe образуются сверхструктурно-упорядоченные области, имеющие различные периоды идентичности вдоль направлений [110], $[\bar{1}10]$ и [001] подложки. Периоды идентичности упорядоченной структуры в плоскости пленки и соответствующих [110] и $[\bar{1}10]$ направлениям подложки равны 0,41 и 1.21 нм. В направлении [001] период идентичности имеет нецелочисленную кратность постоянным решетки МПС образующих соединений GaAs и ZnSe. Размеры областей, соответствующих сверхструктурным образованиям имеют различные протяженности вдоль указанных направлений.

ЛИТЕРАТУРА:

- [1] Ф. Бехштедт, Р. Эндерлайн. Поверхности и границы раздела полупроводников. М.: Мир, 1990. [2] С.И. Новикова. Тепловое расширение твердых тел. М.: Наука, 1974, 292с. [3] С.П. Супрун, В.Н. Шерстякова, Е.В. Федосенко. Эпитаксия ZnSe на GaAs при использовании в качестве источника соединения ZnSe. Физика и техника полупроводников, 2009, том 43, вып. 11. С. 1570-1575. [4] Takatani S., Kikawa T., Nakazawa M. Reflection high-energy electron diffraction and photoemission spectroscopy study of GaAs(001) surface modified by Se adsorption - Phys. Rev., 1992, v. 45, N 15, p.8498 – 8505. [5] Н.А. Горюнова. Химия алмазоподобных полупроводников. - Изд. ЛГУ им. А.А.Жданова, 1963. [6] А.С. Саидов, М.С. Саидов, Ш.Н. Усмонов, А.Ю. Лейдерман, М.У. Каланов, К.Г. Гаимназаров, А.Н. Курмантаев. Выращивание пленок твердого раствора (GaAs)_{1-x}(ZnSe)_x и исследование их структурных и некоторых фотоэлектрических свойств. Физика твердого тела, 2011, том 53, вып. 10 р. 1910-1919. [7] М. Дуйсенбаев, М. А. Кан, С. А. Ауезов. О свойствах nZnSe-nGaAs многослойных полупроводниковых структур. УФЖ, 2002, Т. 4, №1, С. 69-71. [8] Физические методы диагностики в микро- и нанoeлектронике. Под общей редакцией член-корр. НАНУ проф. А.Е. Беляева и проф. Р.В. Конаковой. Харьков. ИСМА 2011. 284 с. [9] Дифрактометрия наноразмерных дефектов и гетерослоев кристаллов. Научные редакторы: академик НАНУ Шпак А.П., член-корр. НАНУ Молодкин В.Б., член-корр. НАНУ Мачулин В.Ф. – Киев: Академперіодика, 2005. – 361 с. [10] С. И. Колосов, В. И. Пунегов.

Метод расчета кривых дифракционного отражения от латерально-периодических структур. Труды Коми научного центра УрО РАН. Сыктывкар. 2011. №186. С. 113-120. [11] В.И. Козловский, В.С. Кривобок, П.И. Кузнецов, С.Н. Николаев, Е.Е. Онищенко, А.А. Пручкина, А.Г. Тимирязев, В.П. Мартовицкий. Формирование и реконструкция наноостровков Se на поверхности тонких эпитаксиальных слоев ZnSe, выращенных на подложках GaAs. Физика и техника полупроводников, 2016, том 50, вып. 5. с. 700-705 [12] С.П. Супрун, В.Н. Шерстякова, Е.В. Федосенко. Эпитаксия ZnSe на GaAs при использовании в качестве источника соединения ZnSe. Физика и техника полупроводников, 2009, том 43, вып. 11. С. 1570-1575 [13] Т.А.Гаврилова, Ю.Г.Сидоров, М.В.Якушев. О локальных неоднородностях вхождения Ga и As в пленку ZnSe из подложки GaAs. Письма в ЖТФ. – 1995. - Т.21, №1. - С.72-75. [14] В.И. Козловский, В.С. Кривобок, П.И. Кузнецов, С.Н. Николаев, Е.Е. Онищенко, А.А. Пручкина, А.Г. Тимирязев, В.П. Мартовицкий. Формирование и реконструкция наноостровков Se на поверхности тонких эпитаксиальных слоев ZnSe, выращенных на подложках GaAs. Физика и техника полупроводников, 2016, том 50, вып. 5. С. 700-705. [15] Т.А.Гаврилова, Ю.Г.Сидоров, М.В.Якушев Т.А.Гаврилова, Ю.Г.Сидоров, М.В.Якушев. О локальных неоднородностях вхождения Ga и As в пленку ZnSe из подложки GaAs// Письма в ЖТФ. – 1995. - Т.21, №1. - С.72-75.

КОМПЛЕКСНОЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ДЛИННЫХ ДИОДОВ ИЗГОТОВЛЕННЫХ ИЗ КОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

К.А.Исмаилов, А.С.Муратов

Каракалпакский государственный университет им. Бердаха,
Нукус, Узбекистан,
E-mail: acmuratov@mail.ru

Аннотация

В данной работе нами были изучены теория комплексного сопротивления длинных диодов, изготовленных из компенсированных полупроводников. При этом учитываются зависимости времени жизни не основных носителей от уровня инжекции. Вольтамперные характеристики S типа определены для случая захвата носителей на асимметричные глубокие уровни. Найдено, что в области отрицательного дифференциального сопротивления возможно электрические колебания.

Ключевые слово: генерация электрических колебаний, одномерная модель диода, комплексное дифференциальное сопротивление.

1. Одномерная модель диода с компенсированной базой. Теоретическому и экспериментальному исследованию электрических свойств диодов, изготовленных из компенсированных полупроводников, посвящены много работ [1-4]. Такие диоды, интересны тем, что на вольтамперной характеристике (ВАХ) наблюдается участок отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС). Поэтому, в таких диодах наблюдается генерация электрических колебаний, обладающих большой добротностью.

В работе [1] нам удалось создать специальный алгоритм, который показал, что при помощи электронной вычислительной машины, можно определить статическую и динамическую характеристики. При этом рассматривается одномерная модель диода, в базе которого имеются глуболежащие акцепторы. Работа выполнена в дрейфовом приближении, так как рассмотрены длинные диоды, т.е. толщины базовой части диода d больше диффузионных длин неосновных носителей L_p .

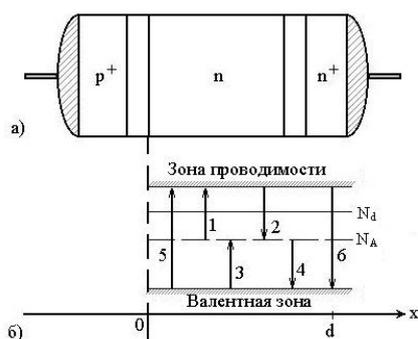


Рис. 1.1 а) Одномерная модель диода, б) Зонная схема

На рисунке 1.1 приведена одномерная модель диода с компенсированной базой. Диод имеет два инжектирующих контакта. В областях p^+ , n^+ концентрация основных носителей намного превышает концентрацию носителей заряда в базовой части диода. При комнатной температуре от уровней с концентрацией N_A электроны переходят в зону проводимости, тем самым повышают концентрации электронов в этой области зонной схемы. Таким образом, получается примесный полупроводник электронного типа с большой проводимостью. Путем внедрения глуболежащих примесных центров акцепторного типа с концентрацией N_d получается компенсированный полупроводник с большим удельным сопротивлением.

На акцепторных центрах происходят, как тепловые генерации, так и рекомбинации электронов. Известно, что тепловые забросы электронов при достаточной большой температуре возможны также из валентной зоны в зону проводимости (рис. 1.1). Возможен и обратный процесс, когда электроны переходят от зоны проводимости в валентную зону. Однако в наших расчетах такими переходами пренебрегаем, так как их вероятность намного меньше вероятности других переходов, таких, как например, вероятности переходов электронов из глубоких уровней.

Вероятность перехода электрона от валентной зоны на глубокие центры акцепторного центра пропорциональна концентрации незаполненных электронами акцепторов, т. е. $\alpha(N_A - N^-)$. Здесь N^- означает концентрацию акцепторных центров, заполненных электронами. Коэффициент α - означает тепловой заброс электронов из валентной зоны на акцепторные центры. Аналогичный тепловой заброс возможен и от акцепторных центров в зону проводимости, причем скорость такого перехода пропорциональна на $\alpha'N^-$. Указанные переходы, прежде всего, зависят от температуры, при которой работает диод. При достаточно низких температурах тепловыми забросами электронов можно пренебречь. Тогда доминирующую роль сыграет процессы обратные, т.е. рекомбинации. Вероятность перехода электронов от акцепторного центра в валентную зону пропорциональна на βpN^- , т.е. концентрации дырок и заполненных электронами акцепторов, β называется коэффициентом рекомбинации. Рекомбинация электронов происходит также при переходе электронов от зоны проводимости на акцепторные центры. При этом скорость рекомбинаций определяется $\beta'n(N_A - N^-)$. Коэффициенты рекомбинации β и β' прежде всего, определяются захватами электронов на соответствующих центрах.

Допустим, что в полупроводнике, кроме мелколежащих доноров с концентрацией N_d есть глуболежащие акцепторы N_A , причем $N_d \approx N_A$, т.е. полупроводник компенсирован. Скорость изменения отрицательных заряженных акцепторов с концентрацией N^- определяются из уравнения

$$\frac{dN^-}{dt} = \beta'n(N_A - N^-) - \alpha'N^- + \alpha(N_A - N^-) - \beta pN^- \quad (1)$$

Скорость изменения концентрации дырок в единицу времени определяется из выражения

$$\frac{dp}{dt} = -\beta pN^- + \alpha(N_A - N^-) \quad (2)$$

В рассматриваемой модели полупроводника считаем, что выполняется условие квазинейтральности. Тогда из уравнения Максвелла

$$\text{div } \vec{D} = e(p - n + N_d - N^-) \quad (3)$$

имеем, что плотности заряда равны нулю, т. е.

$$p - n + N_d - N^- = 0 \quad (4)$$

Далее в расчете не учитываем тепловые забросы α и α' , считая их интенсивность гораздо ниже интенсивности рекомбинационных переходов, что имеет место при высоких уровнях инжекции. Тогда концентрация заряженных глубоких центров будет

$$N^- = N_0 \frac{n}{n + \theta p} \quad (5)$$

Тогда из (1), (2) и (4) в статическом режиме $\left(\frac{\partial}{\partial t} = 0\right)$, следует что

$$u = \frac{\tau_p}{\tau_0} = 1 + \theta \frac{p}{n}, \quad (6)$$

$$p - n + N_d - N_0 \frac{n}{n + \theta p} = 0. \quad (7)$$

Здесь $\theta = \beta/\beta'$ - отношение коэффициентов рекомбинации дырок β и электронов β' . $\tau_{p0} = 1/\beta N_0$ есть время жизни дырок при низких уровнях инжекции. Тогда величина $u = \tau_p/\tau_{p0}$ означает время жизни неосновных носителей, нормированная относительно τ_{p0} .

Определив из (6) и (7) концентрации p и n в зависимости от u , на основе уравнения непрерывности в дрейфовом приближении получаем статическое уравнение

$$I_0 \frac{\tau_{p0}}{N_d} \frac{du_0}{dx} = \frac{1}{\alpha + 1} \frac{u_0 - 1}{u_0^2} \frac{u_0 - \gamma}{u_0 - \theta - 1} (u_0 + \alpha)^2. \quad (8)$$

Здесь индексы 0 означают, что величины относятся к статическим слагаемым: I_0 - плотность тока, u_0 - постоянная по времени составляющая, $\alpha = b\theta - 1$, $\gamma = N_0/N_d$, $b = u_n/u_p$. При выводе уравнения (8) мы использовали уравнение полного тока

$$I = e(u_p p + u_n n) \vec{E}, \quad (9)$$

где u_p и u_n - подвижность дырок и электронов, соответственно. \vec{E} - напряженность электрического поля.

Для определения интегральных постоянных дифференциального уравнения (8) потребуем, что на тыловом контакте

$$u|_{nn^+} = 1. \quad (10)$$

При относительно больших уровнях инжекции на инжектирующем контакте имеет место

$$u|_{p+n} = \theta + 1. \quad (11)$$

Тогда падение напряжения в компенсированном полупроводнике определяется по формуле

$$V_0 = \frac{I_0}{e u_p} \int_0^d \frac{1}{bn + p} dx. \quad (12)$$

Используя формулу (8), приращение координата dx можно заменять на du_0 с соответствующим коэффициентом. При этом p и n можно определить через u_0 . После такой процедуры, последний интеграл определяется следующим образом

$$V_0 = \frac{I_0^2 (\alpha + 1) \tau_{p0}}{e u_p N_d} \int_1^{\theta+1} \frac{(\theta + 1 - u_0) u_0}{(u_0 + \alpha)(u_0 - \gamma)} \left[\frac{u_0^2}{u_0 - 1} \frac{(\theta - 1 - u_0)}{u_0 - \gamma} \frac{1}{(u_0 + \alpha)^2} \right] du_0. \quad (13)$$

Таким образом, мы получили определенный интеграл, который легко определяется при высоких и низких уровнях инжекции. Тогда получается квадратичная зависимость тока от приложенного напряжения. При переходе от одного закона квадрата в другой, нам придется провести вычисление падения напряжения по формуле (13).

2. Расчет комплексного сопротивления диода с компенсированной базой. Для расчета комплексного сопротивления диодов применяется общеизвестный малосигнальный метод, т.е. амплитуды приложенного переменного сигнала считается намного меньше приложенного постоянного напряжения. Однако, в нашем случае уравнение непрерывности неосновных носителей p преобразовано на изменение времени жизни дырок. Это, с одной стороны, хорошо, так как основным эффектом является наличие уровня инжекции, которое в свою очередь приведет к росту времени жизни, с другой стороны, возникает трудность из-за того, что это - новый подход.

Рассмотрим случай, когда диод смещен постоянным напряжением V_0 и через него проходит постоянный ток I_0 . Приложим дополнительно переменный сигнал с малой амплитудой, в резуль-

тате чего величины u и N^- получают переменную добавку \tilde{u} и \tilde{N}^- , а временная зависимость пропорциональна $\exp(i\omega t)$. Пренебрегая тепловыми забросами в (1) имеем

$$i\omega\tilde{N}^- = \beta'n(N_0 - N^-) + \beta p N^- . \quad (14)$$

Совмещая это уравнение с уравнением квазинейтральности, и из уравнения непрерывности для дырок на основе общеизвестного метода, малосигнального приближения получаем уравнение для \tilde{u} . Затем заменой независимой переменной dx на du_0 в формуле (8) получаем следующее выражение

$$\frac{d\tilde{u}}{du_0} + f(u_0)\tilde{u} + \frac{\tilde{I}}{I_0} = 0, \quad (15)$$

где

$$f(u_0) = \frac{2}{u_0} - \frac{2}{u_0 + \alpha} - \frac{1 + i\omega\tau_{p0}(\theta + 1)}{\theta + 1 - u_0} - \frac{1 + i\omega\tau_{p0}}{u_0 - 1} - \frac{1 + i\omega\tau_{p0} \cdot \gamma}{u_0 - \gamma}. \quad (16)$$

Уравнение (15) следует решать при $\tilde{u}(\theta + 1) = 0$, т.е. около инжектирующего контакта $p^+ - n$ время жизни дырок не меняется, остается постоянной величиной.

Линеаризуя, уравнения постоянного тока в дрейфовом приближении, для переменной составляющей напряженности электрического поля \tilde{E} получаем

$$\tilde{E} = \frac{\tilde{I}}{eu_p N_d} \cdot \frac{u_0(\theta + 1 - u_0)}{(u_0 + \alpha)(u_0 - \gamma)} \left\{ 1 + \frac{I_0\tilde{u}}{\tilde{I}u_0} - \frac{I_0\tilde{u}}{\tilde{I}(\theta + 1 - u_0)} - \frac{I_0\tilde{u}}{\tilde{I}(u_0 + \alpha)} - \frac{I_0\tilde{u}}{\tilde{I}(u_0 - \gamma)} \right\}. \quad (17)$$

Интегрируя \tilde{E} по координатном в интервале $(0, d)$ получаем переменную составляющую падения напряжения \tilde{V} . Тогда комплексное дифференциальное сопротивление диода будет

$$Z = \frac{\tilde{V}}{\tilde{I}}. \quad (18)$$

Так как \tilde{E} в нашем случае зависит от u_0 , то интегрирование следует проводить по u_0 , заменяя при этом dx на du_0 по формуле (8). Таким образом, получаем систему уравнений, которая позволяет определить статическую ВАХ и соответствующее комплексное дифференциальное сопротивление.

3. Результаты вычисления и их обсуждение. Проведение вычислительных работ, при помощи современной вычислительной техники, становятся более эффективными, когда все физические величины будут приведены к безразмерным величинам. Это первое требование. Во-вторых, в расчетных формулах следует оставить те величины, которые могут влиять на ожидаемые эффекты. Вычислительные эксперименты, проведенные нами при числовых значениях $\theta = 10$, $b = 3$ и $\gamma = 0.99$ показывают, что ВАХ имеет явно выраженную S - образную характеристику (рис. 3.1). В явном виде на ВАХ наблюдаются две поворотные точки. Причем, первый поворот со стороны малых токов наступит раньше порогового напряжения Ламперта $V_m = \frac{d^2}{2u_p \tau_{p0}}$, то есть

$V_1 = 0.32 V_m$. А второй поворот на ВАХ наступит при $V_2 = 0.41 V_m$. Таким образом, отношение напряжения на поворотных точках оказалось $V_2/V_1 = 1.28$, а отношение токов на этих точках $I_2/I_1 = 0.46/0.28 = 1.65$. Эти данные позволяют установить, что при $\theta = 10$ на прямой ветви ВАХ имеет место наличие участка ОДС, так как с ростом напряжения ток уменьшается.

Интересным результатом, оказалось что при $\theta = 1$ (симметричный захват носителей заряда на глубоких центрах) никак не наблюдается участок ОДС. То есть с ростом приложенного к диоду напряжения ток все время возрастает. С ростом θ оба напряжения поворота уменьшаются, однако отношение поворотных напряжений при этом возрастает. Так, при $\theta = 100$ напряжение на первом повороте $V_1 = 0.45 V_m$, а на втором повороте, $V_2 = 0.06 V_m$ следовательно, отношение напряже-

ний на этих поворотах $V_1/V_2 = 7.5$. При этом ток возрастает от $I_1 = 0.15I_m$ до $I_2 = 0.17I_m$, тогда $I_2/I_1 = 1.1$ (см. рис. 3.2). Это означает, что в области отрицательного сопротивления величина тока почти постоянна, а между этими участками ток имеет максимум.

Для анализа частотной характеристики комплексного дифференциального сопротивления были рассмотрены две типичные S-образные ВАХ, на каждой из них выбрали четыре точки, соответствующие поворотным точкам, в области ОДС. Кроме того, мы рассмотрели области положительного дифференциального сопротивления при высоких уровнях инжекции. В этом случае вычисленное комплексное сопротивление в поворотных точках совпадает с данными работ [1-2]. Поэтому более интересным оказалось проведение расчетов комплексного сопротивления в области ОДС.

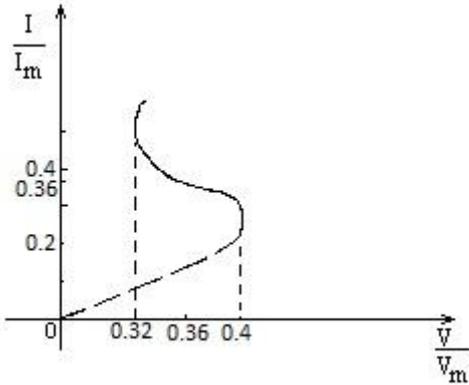


Рис.3.1 ВАХ при $\theta = 10$, $b = 3$, $\gamma = 0.99$

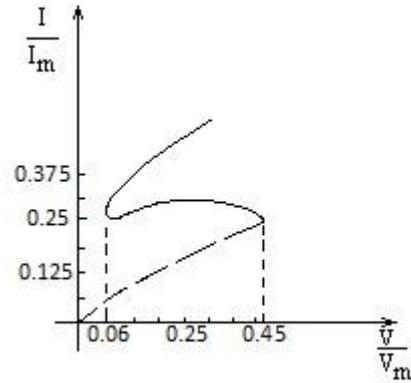


Рис. 3.2 ВАХ при $\theta = 100$, $b = 3$, $\gamma = 0.99$

Так, при $\theta = 10$, $\gamma = 0.9$ рассчитали $Z(\omega\tau_{p0})$ в точке, где $I = 0.36I_m$, $V = 0.37V_m$, $u_N = 5.1$ (рис. 3.1). Это означает, что мы находимся в области отрицательного сопротивления. В результате вычисления можно убедиться в том, что действительная часть комплексного дифференциального сопротивления при относительно малых частотах имеет отрицательное значение, потом с ростом частоты оно переходит через ноль и становится положительной. (Частотная зависимость ReZ и ImZ приведена на рис. 3.3, 3.4 сплошными линиями, а ее мнимая часть обозначены пунктирными линиями). А при дальнейшем повышении частоты опять уменьшается и становится отрицательной.

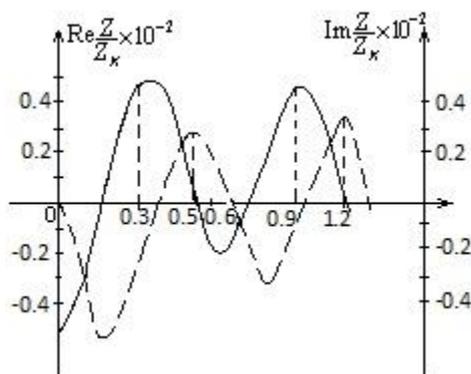


Рис.3.3 Частотные зависимости реальной и мнимой части комплексного дифференциального сопротивления. Сплошная кривая – реальная часть, пунктирная кривая – мнимая часть.

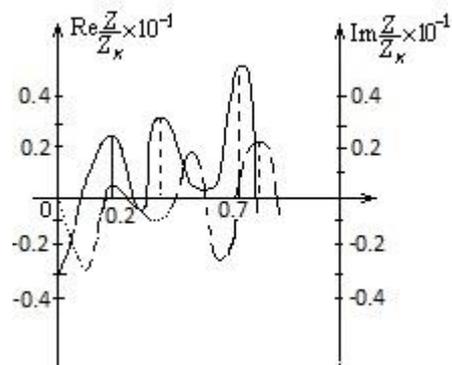


Рис. 3.4 Частотные зависимости реальной и мнимой части комплексного дифференциального сопротивления. Сплошная кривая – реальная часть, пунктирная кривая – мнимая часть

Мнимая часть комплексного дифференциального сопротивления при $\omega = 0$ равно нулю. С ростом частоты мнимая часть возрастает и при $\omega\tau_{p0} = 0.4$ пересекает ось и становится положительной величиной.

Одним из основных показателей диода является добротность прибора, так как она определяет запасенную в диоде энергию. Для определения добротности диода воспользуемся отношением мнимой части к реальной части комплексного дифференциального сопротивления, т.е.

$$Q = \frac{\text{Im}(Z/Z_1)}{\text{Re}(Z/Z_1)}. \quad (19)$$

(Частотная зависимость добротности приведена на рис. 3.5, 3.6). Результаты экспериментов показывают, что при $\omega\tau_{p0} = 0.5$ добротность обращается в бесконечность, а сам диод при этом становится емкостным, так как мнимая часть комплексного сопротивления больше нуля.

Интересен тот факт, что при определенных частотах, например при $\omega\tau_{p0} = 0.7$ диод приобретает индуктивные свойства, при этом добротность обращается в бесконечность. Хотя в теоретических исследованиях добротность обращается в бесконечность, в реальных условиях она имеет определенное конечное значение.

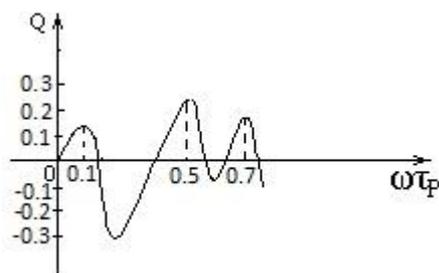


Рис.3.5 Частотная зависимость добротности Q.

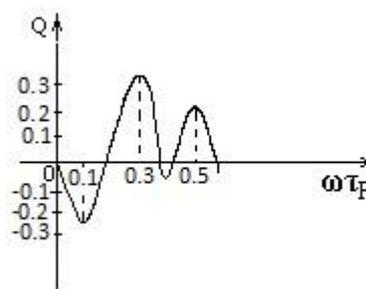


Рис. 3.6 Частотная зависимость добротности Q.

Поэтому твердо можно предположить, что около указанных частот возможна генерация электрических колебаний. С ростом частоты максимальное значение комплексного дифференциального сопротивления возрастает, это означает, что рассмотренная нами модель диода может работать как генератор напряжения.

Вычислительные эксперименты по изучению ВАХ показывают, что при $\theta = 10$, $\gamma = 0.9$, $b = 3$ в области ОДС с ростом тока положительное сопротивление заменяется ОДС. В одной точке ВАХ дифференциальная проводимость равна нулю. Диод при определенных частотах обладает индуктивными или емкостными свойствами. Это объясняется тем, что рассматриваемая точка ВАХ относится к S или N-образной характеристике [4]. Большая добротность наблюдается в точках 0.2; 0.7; 1.1.

Диод с такой характеристикой можно использовать как стабилизатор тока, так как величины токов в поворотных точках примерно равны, или как переключатель напряжения. Кроме того, при определенных частотах, вольтамперную характеристику можно использовать в качестве генератора напряжения с большой добротностью.

При изготовлении таких диодов, необходимо учитывать, что наша модель работает при относительно низких температурах. Кроме того весь физический процесс, приводящий к формированию отрицательного сопротивления, происходит именно в базовой части, состоящей из компенсированного полупроводника. Толщина базовой части должна быть больше диффузионной длины, так как при расчетах мы определили ВАХ базовой части диода. Также в диодах имеются контакты, инжектирующие электронно-дырочные переходы, на которые падают электрические напряжения, необходимо привести к минимуму их влияние. Такие диоды обладают индуктивными свойствами.

ЛИТЕРАТУРА:

- [1] Каниязов, Ш.К., 1980. К динамической характеристике компенсированного полупроводника. Вестник ККОАН УзССР. 4, 7-11. [2] Каниязов, Ш., 1987. Введение в теорию и численное моделирование полупроводниковых приборов, Нукус. [3] Каражанов, С.Ж., 2000. Свойства точно компенсированных полупроводников. ФТП. 34, 909-915. [4] Каниязов, Ш.К., Муратов, А.С., 2011. Исследование комплексной дифференциальной проводимости многослойных гетероструктур. Известия вузов. Радиоэлектроника. 11, 40-44.

ТОКОВЫЕ И ЕМКОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ДИОДА С $p^+ - p - n^+$ -СТРУКТУРОЙ

А.Каримов, Ш.Кулиев, Д.Истамов, О. Хидирназаров

Физико-технический институт НПО «Физика–Солнца» АН РУз.

Ташкент 100084, Узбекистан, ул. Бодомзор йули кучаси 2 “б

E-mail: kuliyev.sh@gmail.com

Аннотация. Приведены результаты исследования вольтамперных характеристик кремниевой диодной с $p^+ - p - n^+$ -структуры предварительно облученной флюенсами быстрых электронов до и после термической обработки. Показано, что как прямое падение напряжения, так и токи утечки уменьшаются, создавая условия для увеличения выдерживаемой импульсной мощности.

Ключевые слова: фотоэлектрические характеристика, фотодиод с барьером Шоттки, толстая база.

1. Введение. Высокочастотные выпрямительно – ограничительные диоды используются для выпрямления, защиты радиоэлектронного оборудования, а также в переключающих устройствах [1]. Главная особенность работы высокочастотного диода состоит в том, что при прямом смещении одновременно происходит инжекция дырок из р-области и электронов из n-области в высокоомную базовую область. При этом его прямое сопротивление резко падает. При обратном напряжении происходит экстракция носителей из высокоомной области в соседние области. Им характерно очень большое отношение прямого и обратного сопротивлений, что объясняет эффективность их применения в качестве мощного выпрямительного диода и в переключающих системах. Это универсальные диоды, которые могут быть детекторными, модуляторными, импульсными при достаточных длительностях импульса, а также выпрямительными при малых токах нагрузки. Силовые диоды составляют основу устройств энергосберегающих технологий, отвечая высоким требованиям по выдерживаемым мощностям и стабильности параметров. Каждый тип силового прибора характеризуется целым рядом эксплуатационных характеристик, которые зависят от электрофизических параметров и совершенства используемых технологических процессов.

Так, силовые кремниевые диоды, изготовленные по стандартной диффузионной технологии, имеют некоторый разброс значений параметров, сужающих возможные области их применения. Одним из методов решения данной проблемы является применение радиационного воздействия, в частности, электронного облучения с определенной дозой обеспечивающей уменьшение времени включения и времени восстановления обратного тока силового диода для обеспечения требуемого быстродействия [2]. То есть, при попадании из сети импульса с крутым фронтом силовой диод должен без задержки успеть охватить импульс и срезать превышенную часть.

Здесь следует отметить, что при радиационном воздействии в ряде диодов наряду с улучшением временных характеристик происходит непредвиденное увеличение прямого падения напряжения. Нами для восстановления падения напряжения после радиационного отжига предложено провести термический отжиг при 90 градусов Цельсия в течение пяти часов.

В настоящем сообщении приведены результаты исследования вольтамперных и емкостных характеристик высокочастотных диодов подвергнутых радиационному и термическому отжигу.

2. Объект исследования

Исследуемые образцы представляют собой высокочастотные кремниевые диффузионные диоды с $p^+ - p - n^+$ -структурой и толщиной базовой области $75 \div 80$ мкм из кремния КЭФ-4 Ом-см [4]. Области р и p^+ -типа получены диффузией алюминия и бора, последовательно, а область n^+ -типа диффузией фосфора. Омические контакты получены последовательным нанесением тонких слоев никеля и золота.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведена вольтамперная характеристика одного из исследуемых силовых диодов в режиме прямого смещения до и после термической обработки. Откуда видно, что вольтамперная характеристика исследуемого силового диода, характеризуется последовательным (экспоненциальным) нарастанием тока с ростом напряжения до определенного значения, после чего наблюдается увеличение тока, например, до 40 мА. После термической обработки вольтамперная характеристика смещается в область меньших напряжений, и заданный ток достигается уже при меньших напряжениях, вместо 048 получается 0.38 В..

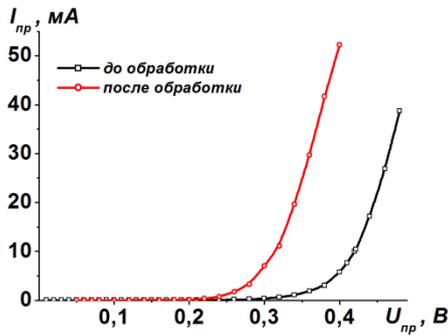


Рис. 1. Вольтамперная характеристика кремниевой диодной $p^+-p-n-n^+$ -структуры в режиме прямого смещения

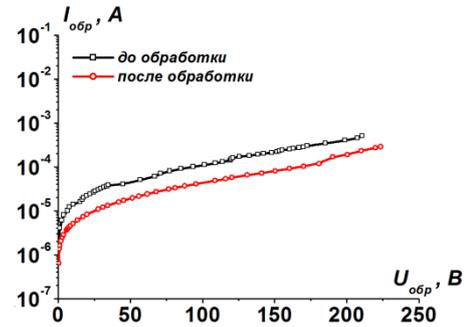


Рис. 2. Зависимость обратного тока от напряжения кремниевой диодной $p^+-p-n-n^+$ -структуры

В обратной ветви до термической обработки ток составляет $10^{-7} \div 10^{-4}$ А, а после термической обработки величина тока уменьшается на пол порядка.

Зависимость емкости от напряжения (рис. 3) в координатах $1/C^3 \sim U$ дает прямую линию, подтверждая плавный переход, обусловленный линейным нарастанием примесей.

Зависимость барьерной емкости от запирающего напряжения описывается функцией, справедливой для плавного перехода [3]:

$$C_{бар} = S \sqrt[3]{\frac{q \varepsilon_0 N}{2(\varphi_{кон} - U)}}$$

где N —концентрация примеси в базовой области, S —площадь структуры, U —запирающее напряжение, φ — высота барьера металл-полупроводник.

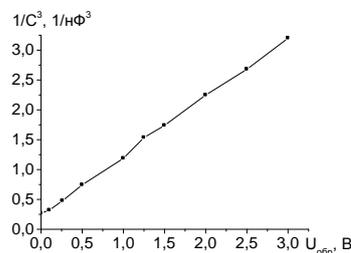


Рис. 3. Зависимость емкости от запирающего напряжения силового диода после облучения

4. Заключение

На основе изучения вольтамперных и вольтемкостных характеристик кремниевой диодной $p^+-p-n-n^+$ -структуры показано, что как прямые, так и обратные ветви их вольтамперной характеристики улучшаются, приводя к уменьшению выделяемой мощности. Линейная зависимость распределения примесей в базовой области способствует снижению искажений сигнала при изменении частоты полезного сигнала.

ССЫЛКИ

[1] Сеница А.В., Глухов А.В., Скорняков С.П., Каримов А.В., Рахматов А.З. Некоторые особенности конструирования мощных выпрямительно-ограничительных диодов для сетевых защитных устройств. Силовая электроника 2015. №3. С. 54-56. [2] Ладугин Е.А., Коновалов М.П., Орлова М.Н., Ручкин М.В., Лагов П.Б., Сурма А.М. Повышение быстродействия и радиационной стойкости силовых кремниевых диодов с применением радиационного технологического процесса // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2006. Вып. 1—2. С. 29—37. [3] Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. Часть 1. М.: Мир. -С. 237-240; 429-450.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ПЕРЕФОКУСИРОВКИ ИОНОВ НА ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛУКАНАЛАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ТИПА A^3B^5 .

М.К.Каримов, Н.Ш. Матякубов, К.У.Отабоева, У.О.Кутлиев

Ургенчский Государственный Университет, Ургенч, Узбекистан, E-mail: uchkunk@mail.ru

Аннотация.

Методом компьютерного моделирования исследована эффект перефокусировки частиц, отраженных поверхностными полуканалами, образованными на поверхности полупроводников типа A^3B^5 .

Ключевые слова: перефокусировка ионов, рассеяния ионов, полупроводники, компьютерное моделирование.

Введение

В области низких и средних энергий траектории сталкивающихся частиц определяются в первом приближении силами упругого взаимодействия атомов. Эти силы возникают из кулоновских сил взаимодействия ядер и электронных атомов и, следовательно, действуют на любом расстоянии между взаимодействующими частицами. Следовательно, для расчета траектории налетающего иона необходимо рассмотреть его взаимодействие в кристаллической решетке со всеми атомами одновременно, что весьма трудно. Но при не очень низких энергиях столкновения ион-атом могут рассматриваться как изолированные парные столкновения частиц. Подтверждением тому, что атомы решетки свободны при столкновениях, т.е. ведут себя как атомы плотного газа, являются результаты исследования времени взаимодействия и энергии сталкивающихся частиц.

Для дальнейшего развития математического моделирования процесса рассеяния ионов средних и малых энергий в широком интервале углов падения и рассеяния нами использованы закономерности столкновения двух тяжелых частиц. Итак, будем рассматривать рассеяние пучка ионов от поверхности монокристаллического образца на основе модели парных одно-, двух-, и т.д. многократных соударений.

Структура полупроводниковых соединений типа A^3B^5 с тетраэдрическими связями считается более сложной, так как эти соединения кристаллизуются в структуре сфалерита. В плоскости (100) атомы этих полупроводников располагаются послойно. Упорядоченное расположение поверхностных атомов монокристалла может привести к возникновению внутри твердого тела участков с локальной плотностью потока, во много раз превышающей плотность первичного ионного пучка, т.е. наблюдается эффект ионной перефокусировки [1-3]. В настоящее время, эффект ионной перефокусировки достаточно подробно изучен для однокомпонентных монокристаллов и имеется аналитическое выражение для вычисления энергии перефокусировки [5-6]. Эффект перефокусировки описывается в рамках модели поверхностного полуканала. Этот эффект начинает проявляться, когда поперечная энергия падающих частиц превышает предельную энергию поверхностного полуканализирования, при которой падающие ионы могут преодолеть потенциальный барьер, создаваемый полем самых верхних атомных рядов мишени.

Целью настоящей работы является анализ траекторий перефокусированных частиц в поверхностных полуканалах, образованных на поверхности $GaP(110) \langle \bar{1} 10 \rangle$.

Методы и расчеты результата

Использованная в настоящей работе программа расчета, основанная на приближении парных столкновений, по своей структуре подобна широко известной программе MARLOWE [7], но обладает большой гибкостью по отношению к изменению параметров взаимодействия и комбинаций взаимодействующих пар ион-мишень. С использованием универсального потенциала взаимодействия Циглера-Бирзака-Литтмарка [8] и с учетом интеграла времени моделировались траектории ионов, испытывающих коррелированное скользящее рассеяние на дискретных цепочках атомов и в полуканалах на поверхности $GaP(100) \langle \bar{1} 10 \rangle$. Упругие и неупругие потери энергии суммировались вдоль траектории рассеиваемых ионов. Неупругие потери энергии рассчитывались по формуле Фирсова, модифицированной Л.М.Кишеневским [9].

Для исследования изменения характера траекторий ионов рассчитаны зависимости угла рассеяния от координаты прицельной точки $-\varphi(J)$ [10]. Эта зависимость позволяет разделить по прицельной площадке группы ионов, рассеянных по поверхностной цепочке, двумя цепочками на поверхности и полуканалами.

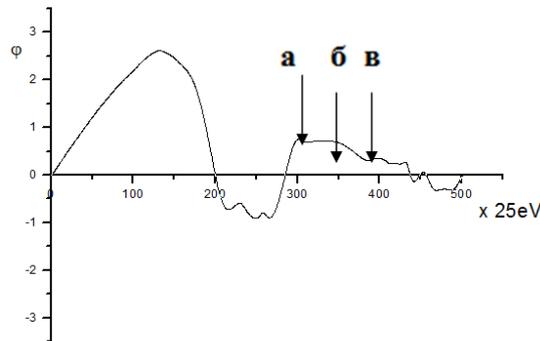


Рис.1 Зависимость $\varphi(J)$ для перефокусированной части ионов Ne^+ с $E_0=5$ кэВ при бомбардировке поверхности $\text{GaP}(100) \langle \bar{1} 10 \rangle$ под углом $\psi=2.4^\circ$.

Как было отмечено в работах [6,11] для потока падающих частиц при эффекте ионной перефокусировки наблюдаются два фокуса: первый фокус - вблизи поверхности, а второй внутри полуканала.

На рис.1. представлена зависимость $\varphi(J)$ для перефокусированной части ионов Ne^+ с начальной энергией $E_0=5$ кэВ при бомбардировке поверхности $\text{GaP}(100) \langle \bar{1} 10 \rangle$ под углом $\psi=2.4^\circ$, соответствующим условию эффекта перефокусировки. Следует отметить, что в этом направлении образуется более широкий и глубокий полуканал, состоящий из пяти атомных рядов Ga и P. Ширина полуканала 3.86 \AA , глубина полуканала 2.72 \AA . Видно, что значения φ не превышает $\pm 1^\circ$ в широком интервале изменения координаты точки J.

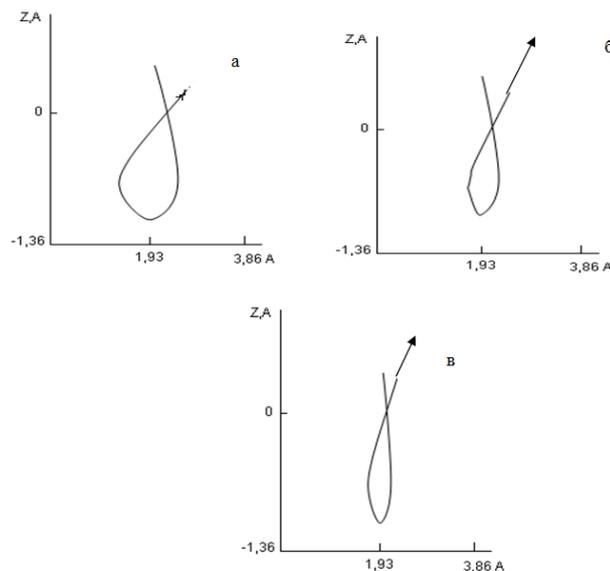


Рис.2 Характерные траектории ионов Ne^+ с $E_0=5$ кэВ, рассеянных поверхностными полуканалами в направлении $\langle \bar{1} 10 \rangle$ на поверхности $\text{GaP}(100)$ при бомбардировке под углом $\langle \bar{1} 10 \rangle \psi=2.4^\circ$.

На рис.2. показано влияние координаты прицельной точки J на форму траектории перефокусированных ионов. Видно, что в широком диапазоне изменения координаты прицельной точки J, падающая и отраженная часть траектории ионов остаются симметричными относительно плоскости падения, проходящей через ось полуканала. При этом бомбардирующий ион, падая в поле взаимодействия первого атомного ряда, изменяет свою траекторию движения в сторону соседнего атомного ряда. Проникая внутрь полуканала, ион взаимодействует с атомами второго слоя. Под влиянием атомов, находящихся на третьем слое, ион поднимается вверх и отраженная часть его траектории симметрично повторяется относительно падающей части траектории. Анализ траекторий перефокусированных ионов показал, что их форма и характер определяются формой полуканала, а изменения сорта атомных рядов полуканала, не являются определяющими. Для приведенной траектории А (рис.2а) сохраняемая ионом энергия $E=4620$ эВ, неупругая потеря энергии $E_{не-}$

$\gamma_{\text{уп}}=369$ эВ. Эти результаты показывают, что при таких рассеяниях ионов, потери энергии происходят за счёт неупругих процессов.

Выводы

Методом компьютерного моделирования исследованы особенности траектории перефокусированных частиц в полуканалах, образованных на поверхности монокристаллов типа A^3B^5 . Расчёты показали, что форма и характер траекторий перефокусированных ионов определяются формой полуканала, причём изменение сорта атомных рядов полуканала не являются определяющими.

Эффект ионной перефокусировки может быть использован для обеспечения пространственной селективности ионной бомбардировки, применяемой в качестве метода исследования модификации свойств твердого тела: путём подбора геометрии облучения в фокусы могут быть помещены атомы, находящиеся на различной глубине под поверхностью, а в многокомпонентных кристаллах – атомы того или иного сорта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Машкова Е.С., Молчанов В.А. Рассеяния ионов средних энергий поверхностями твердых тел. М.:Атомиздат., 1980. 255 с. [2] Парилис Э.С., Тураев Н.Ю., Умаров Ф.Ф., Нижная С.Л. Теория рассеяния атомов средних энергий поверхностью твердого тела. Ташкент. Фан. 1987. 212 с. [3] Mashkova E.S., Molchanov V.A.. Medium energy ion reflection from solids. Amsterdam. North-Holland, 1985. 444p. [4] Yamamura Y., Takeuchi W. // Phys. Lett. Vol. 92A. 1983. N2. P. 109, [5] Шульга В.И. Использование полуканальной фокусировки для проверки и определения параметров ионно-атомных потенциалов // ЖТФ. 1982. т.С.534. [6] Шульга В.И. Расчёт энергии фокусировки поверхностного полуканала методом машинного моделирования // Поверхность. 1983. №9. С.40-46. [7] Джурахалов А.А., Парилис Э.С., Умаров Ф.Ф. // Деп. в ВИНТИ. 1988. №2463-В88.58с. [8] O'Connor D.J., Biersack J.P. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1986. V. B15. P. 14. [9] Кишиневский Л.М. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1962. Т.26. С.1410. [10] Джурахалов А.А., Каландаров Б.С., Кутлиев У.О. // Поверхность. 2002. №4. с. 101-104. [11] Машкова Е.С. Флеров В.Б. // Поверхность. 1983. №3. с. 41-44.

ИЗУЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ ЗОННЫХ ПАРАМЕТРОВ СПЛАВОВ СИСТЕМ Ta-Mo И Ta-Nb

О.К.Кувандиков, Н.С.Хамраев

СамГУ,
e-mail: hnurli@yandex.ru, tel:(91)5329783

Изучение электронных зонных структур металлических сплавов может способствовать созданию новых материалов, применяемых как конструкционные материалы в промышленности, но требует чувствительных, сложных экспериментальных устройств, и их теоретическое вычисление является весьма затруднительными. Экспериментальное исследование коэффициента Холла двойных непрерывных твердых растворов в зависимости от температуры и состава может дать ценную информацию об их электронной зонной структуре и механизмах проводимости [1]. На основе полученных экспериментальных результатов с помощью модели свободных электронов можно вычислить электронные зонные параметры и путем сравнения может быть определена применимость этой теории к конкретным металлам и сплавам. Этот метод особенно важен если исследование проводится на сплавах изоэлектронных и неизоэлектронных переходных металлов с целью сопоставления результатов измерений в зависимости от температуры и изменения концентрации. В связи с этим в данной работе проводились измерения коэффициента Холла на двойных непрерывных твердых растворах на основе переходных металлов Nb, Ta и Mo в широком интервале температур 300-1000 К и концентраций. Для измерения коэффициента Холла использовался метод переменного тока и переменного магнитного поля разных частот.

Результаты экспериментальных измерений коэффициента Холла сплавов системы Mo-Ta приведены на Рис.1. Как видно из рисунка при комнатной температуре коэффициент Холла для чистого молибдена имеет положительный знак и значение составляет $18,3 \cdot 10^{-11}$ м³/ Кл, с повышением температуры монотонно уменьшается и при температуре 1000 К имеет значению $16,05 \cdot 10^{-11}$ м³/ Кл. По модели свободных электронов коэффициент Холла чистых металлов должен иметь отрицательный знак и с изменением температуры оставаться постоянным, что не соответствует по-

лученным нами экспериментальным результатам. По видимому, это не соответствие теоретических и экспериментальных данных связано с топологией поверхности Ферми чистого молибдена. Поверхность Ферми молибдена состоит из большой замкнутой дырочной поверхности в точке Н в 3-й зоне, небольших замкнутых дырочных поверхностей в точке N в 3-й зоне, и большой замкнутой электронной поверхности в точке Г в 4-й зоне, которая похожа на октаэдр с шишками на вершинах [2]. Как видно, большинство листьев поверхности Ферми молибдена состоит из дырочных поверхностей и они могут определить положительный знак коэффициента Холла. Изменение коэффициента Холла в зависимости от температуры можно связать с изменением площадей сечения листьев поверхности Ферми с изменением температуры. Температурная зависимость коэффициента Холла чистого тантала при комнатной температуре имеет значение $8.2 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/\text{Кл}$, с увеличением температуры не меняется, т.е. остается фактически постоянным. Поверхность Ферми тантала состоит из внутренней дырочной области во 2-й зоне в точке Г, многосвязной сетки дырочных трубок в 3-й зоне вдоль направлений $\langle 100 \rangle$, которые называются “игрушечными джунглями” и эллипсоидальных дырочных карманов в 3-й зоне в точке N [2]. Как видно, все листья поверхности Ферми тантала состоят из дырочных поверхностей и также как и в случае молибдена, могут определить положительный знак коэффициента Холла. Видимо, с изменением температуры величина суммарной площади сечений листьев поверхности не изменяется, что приводит к неизменности коэффициента Холла при всех измеренных температурах. С добавлением в состав молибдена металлического тантала в разных концентрациях (10% Ta, 30% Ta и 45% Ta) значение коэффициента Холла сначала сильно увеличивается (при комнатной температуре увеличивается почти два раза) (Рис.1. б), температурная зависимость остается фактически очень похожей тому, что наблюдается для чистого молибдена (Рис.1. а). Ta и Mo являются неизоэлектронными металлами и имеют не идентичные поверхности Ферми по форме, поэтому форма поверхности Ферми их сплавов может значительно отличаться от поверхности Ферми чистого Ta и Mo.

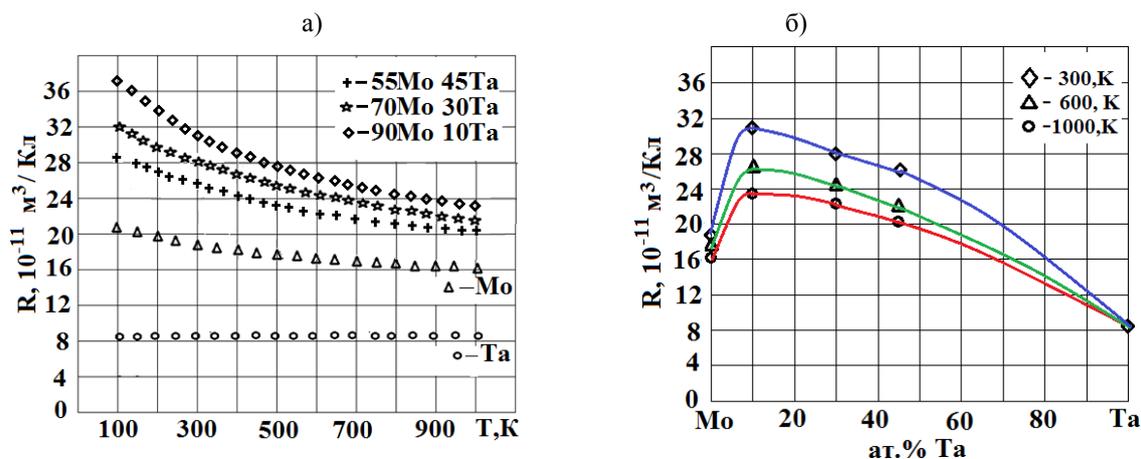


рис.1. Температурная а) и концентрационная б) зависимости коэффициента Холла сплавов системы Ta–Mo.

Поскольку большинство листьев поверхности Ферми молибдена и все листья поверхности Ферми тантала также состоит из дырочных поверхностей, добавление тантала в состав молибдена не приводит к изменению знака коэффициента Холла их сплавов, но приводит к существенным изменениям в их температурной зависимости [3].

На рис.2. а), б) приведены температурные и концентрационные зависимости коэффициента Холла сплавов системы Ta-Mo. Как видно из рисунка коэффициент Холла чистого ниобия при комнатной температуре имеет значение $8.2 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/\text{Кл}$, также как и в случае тантала, с увеличением температуры не меняется, т.е. остается фактически постоянным. Поверхность Ферми ниобия идентична поверхности Ферми тантала и состоит из внутренней дырочной области во 2-й зоне в точке Г, многосвязной сетки дырочных трубок в 3-й зоне вдоль направлений $\langle 100 \rangle$, которые называются “игрушечными джунглями” и эллипсоидальных дырочных карманов в 3-й зоне в точке N [2]. Ta и Nb являются изоэлектронными металлами, поэтому форма поверхности Ферми их сплавов могут оставаться идентичными поверхностям тантала и ниобия [4]. Приведенная на рис.2. б) концентрационная зависимость коэффициента Холла сплавов системы Ta-Nb полностью согласуется с этим утверждением.

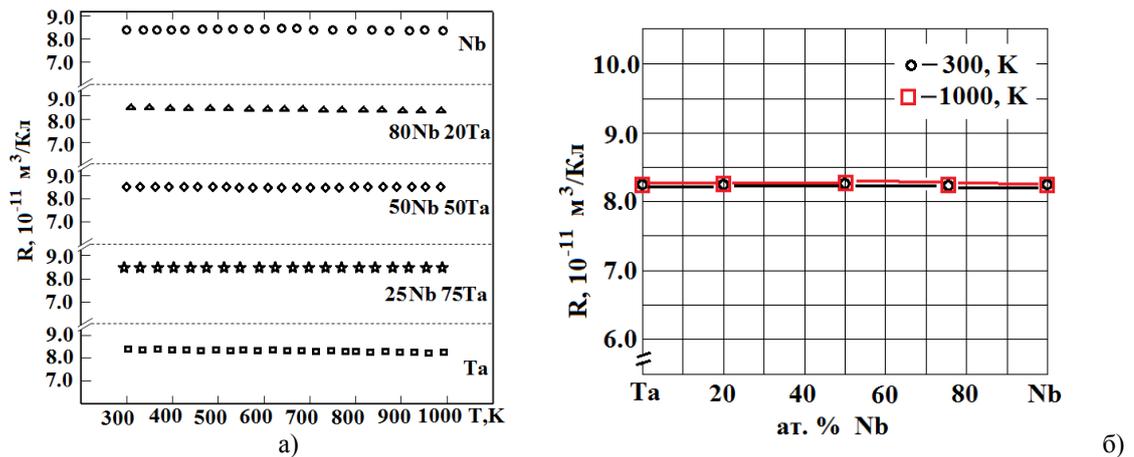


Рис.2. Температурная а) и концентрационная б) зависимости коэффициента Холла сплавов системы Ta-Nb.

Исходя из модели свободных электронов и используя полученные нами экспериментальные результаты по температурной зависимости коэффициента Холла вычислили температурной зависимости концентрацию электронов проводимости - n , радиус сферы Ферми - k_F , энергию Ферми - E_F и скорость электронов на поверхности Ферми - v_F . Результаты вычислений приведены в таблице 1. На рис.3. приведены температурные зависимости энергии Ферми для чистого молибдена и двойных твердых растворов 90Mo-10Ta, 70Mo-30Ta, 55Mo-45Ta и для чистого Ta в интервале температур 300 – 1000 К.

Таблица 1

№	Namunalar	$R_H, 10^{-11} \text{ m}^3/\text{Kl}$	$n, 10^{28} \text{ m}^{-3}$	$k_F, 10^{10} \text{ m}^{-1}$	$E_F, \text{ eV}$	$v_F, 10^6 \text{ m/s}$
1	Ta	8,2	7,6	13,1	6,5	14,4
2	70Mo-30Ta	24,3	2,5	9,0	3,01	9,9
3	90Mo-10Ta	29,4	2,4	8,4	2,9	9,5
4	Mo	19,2	3,4	10,1	3,7	10,9

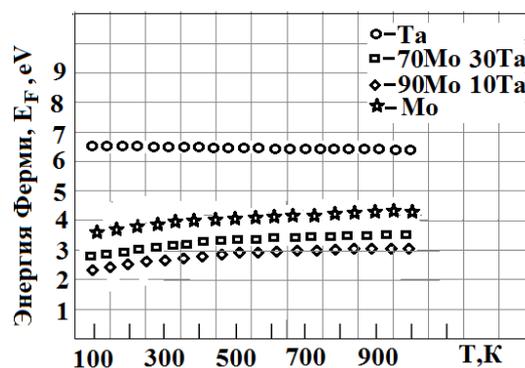


Рис.3. Температурная зависимость энергии Ферми E_F сплавов системы Ta-Mo.

ЛИТЕРАТУРА.

[1] Кувандигов О.К. Магнитные и кинетические свойства конденсированных сплавов на основе переходных и редкоземельных металлов. Ташкент. Изд. Фан. 2009, 292 с. [2] А.Крэкнелл, К.Уонг. Поверхность Ферми. Москва, Атомиздат, 1978. [3] Ballentine L.E. The Hall Effect and Its Applications. Ed.C.L.Chien and C.R.Westgate, Plenum Press, New York and London 1980.[4] А.Г.Обухов, А.Н.Волошинский. Кинетические явления в металлах и сплавах. Екатеринбург 2000, 297 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТИМУЛИРОВАННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В НАНОСТРУКТУРАХ ZnO ИХ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

С.Курбанов, Ш.Уролов, И.Мирзаахмедов

Ташкентский государственный технический университет
Ташкент, 100095, ул. Университетская 2, Узбекистан,
E-mail: skurbanov@gmail.com

Аннотация

Исследованы люминесцентные характеристики наноструктур ZnO и изучено влияние формы наноструктур на величины порога возникновения стимулированной люминесценции. Были выбраны для исследований два характерных по форме типа наноструктур: стержни длиной 3 - 4 мкм и диаметром 120–140 нм и наностержень, выросшее из одного основания диаметром 600 нм и средней длиной 25 мкм. Исследования показали, что наноструктуры ZnO в виде стержней имеют преимущества по всем параметрам лазерного излучения по сравнению с наноструктурами в форме ежа. Обладая более низкими порогами накачки, они дают стимулированную люминесценцию в направлении вдоль продольной оси стержней.

Ключевые слова: ZnO, наноструктуры, люминесценция

Введение

Прогресс современной микро- и оптоэлектроники, сенсорной и микросистемной техники диктует постоянно возрастающие требования к увеличению производительности с одновременной миниатюризацией и снижением энергопотребления автономных электронных устройств. Очевидно, что классическая микроэлектроника, основанная на планарной технологии и традиционных полупроводниковых материалах, в силу целого ряда причин, в том числе экономического характера, еще достаточно долго будет существовать и развиваться. Тем не менее, в настоящее время все более актуальными становятся исследования, связанные с поиском новых материалов, которые в будущем могли бы обеспечить возрастающие потребности электроники, фотоники и других высокотехнологичных направлений. В связи с этим наблюдается чрезвычайная активность научного сообщества в области получения, исследования свойств и поисков практического применения одномерных (1D) нанокристаллических материалов (нитей, проволок, стержней, трубок и пр.). Значительная часть исследований в области 1D материалов связана с широкозонными полупроводниковыми оксидами, прежде всего с оксидом цинка. Оксид цинка (ширина запрещенной зоны $E_g=3.37$ эВ) является перспективным материалом для создания полупроводниковых лазеров и светодиодов в ультрафиолетовой (УФ) области спектра. Большая энергия связи экситона (60 мэВ) позволяет получать интенсивное УФ свечение в ZnO при комнатной температуре и выше (до 550°K). Для наблюдения экситонной стимулированной люминесценции при комнатной температуре существенна хорошая кристаллическая структура материала. В случае монокристаллических образцов малого размера появляется возможность не только увеличить плотность экситонов и создать усиливающую оптическую среду при малых мощностях накачки, но и уменьшить потери на рассеивание излученного света. Поэтому разработка методов контролируемого роста высококачественных монокристаллических наностержней ZnO диаметром 0.2–0.5 мкм и исследования, направленные на создание миниатюрных, ярких и экономичных коротковолновых источников света, являются наиболее актуальными.

В настоящей работе были проведены исследования люминесцентных характеристик наноструктур ZnO и изучено влияние формы наноструктур на величины порога возникновения стимулированной люминесценции массивов наноструктур ZnO. Были выбраны два характерных по форме типа наноструктур: образцы первого типа представляют собой стержни длиной 3 - 4 мкм и диаметром 120–140 нм, а второй характерный тип образцов представляет собой наностержень, выросшее из одного основания диаметром 600 нм и средней длиной 25 мкм. Наши исследования показали, что наноструктуры ZnO в виде стержней имеют преимущества по всем параметрам лазерного излучения по сравнению с наноструктурами в форме ежа. Обладая более низкими порогами накачки, они дают стимулированную люминесценцию в направлении вдоль продольной оси стержней. Анализ механизмов излучательной рекомбинации в процессах лазерной генерации позволил по длине волны максимумов соответствующих линий определить, что в наностержнях преобладает рекомбинация взаимодействующих свободных экситонов, а в наноструктурах в форме ежа — рекомбинация в электронно-дырочной плазме.

Эксперимент

Исследованные нанороды ZnO были выращены на стеклянной подложке, покрытой ITO пленкой гидротермальным методом при температуре 900С. В качестве реагентов были использованы водный раствор цинка нитрата дигидрата ($Zn(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$) и , гексаметильтетрамина ($C_6H_{12}N_4$).

В качестве источника возбуждения был применен импульсный N_2 лазер ($\lambda = 337$ нм, $P \sim 20$ кВт, $\tau \sim 6$ нс, частота повторения – 100 Гц). Экспериментальная установка по исследованию фотолюминесценции под воздействием импульсного N_2 лазера включала в себя светосильный монохроматор МДР-23, высокочувствительный фотоприемник ФЭУ-87 (300–800 нм) и бокскаринтегратор ВСІ-280. Изменение интенсивности возбуждения осуществлялось применением градуированных нейтральных фильтров и фокусировкой лазерного луча. Спектры ФЛ регистрировались в направлении роста нанородов, т.е. с торцевой стороны. Возбуждение также осуществлялось в этом направлении со стороны системы регистрации. Спектры свечения регистрировались с применением бокскаринтегратора ВСІ-280 с шириной строка 40 нс и с фиксированной задержкой относительно импульса возбуждения.

Морфология образцов была исследована оптическим микроскопом и сканирующим электронным микроскопом (СЭМ) PHILIPSLX-30. Все измерения проводились при комнатной температуре.

Результаты и их обсуждение

Возможность получения лазерного излучения в УФ области спектра при невысоких энергиях накачки является одним из наиболее привлекательных свойств наноструктур оксида цинка. В зависимости от условий синтеза могут вырастать разные по форме и размерам наноструктуры ZnO. Для исследования влияния формы наноструктур на величины порога возникновения стимулированной люминесценции массивов наноструктур ZnO были выбраны два характерных по форме типа наноструктур, электронно-микроскопические изображения которых приведены на рис. 1 и 2. Образцы первого типа представляют собой стержни длиной 3 - 4 мкм и диаметром 120–140 нм (рис.1). Вторым характерным тип образцов (в форме «ежа») представляет собой иглы, выросшее из одного основания диаметром 600 нм и средней длиной 25 мкм (рис. 2).

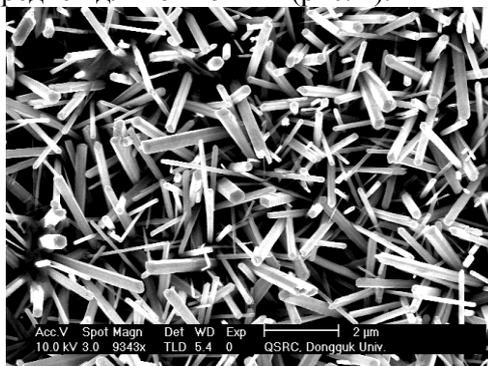


Рис. 1. СЭМ изображение наноструктур оксида цинка в форме стержней.

На рис. 3а представлены спектры фотолюминесценции (ФЛ) образцов ZnO первого типа, измеренные при комнатной температуре и разной интенсивности возбуждения азотным лазером. При малых интенсивностях возбуждения кривые краевого свечения состоят из широкой полосы (шириной ~ 20 нм) с максимумом при 383 нм (линия рекомбинации свободных экситонов) [1]. На начальном этапе рост мощности накачки ведет к незначительному увеличению интенсивности экситонного свечения без изменения ширины (рис. 3а, кривая 1). Однако начиная с мощности накачки 2500 кВт/см² (кривая 2) происходит качественное изменение спектра ФЛ. Все краевое свечение собирается в одну узкую (около 3–4 нм) *P*-полосу, максимум которой расположен при 386 нм и практически не сдвигается в длинноволновую сторону с дальнейшим ростом мощности накачки (кривые 3–6).

Спектры свечения ежподобных наноструктур ZnO второго типа (рис. 3 б) отличаются не только положением максимумов спонтанной (387 нм) и стимулированной (390 нм) полос люминесценции, но и более высоким значением мощности накачки (кривая 3), необходимой для возникновения стимулированной люминесценции. Отметим также довольно большую по сравнению со стержневыми образцами ширину линии лазерной генерации при максимальных интенсивностях

оптического возбуждения. При этом на кривой стимулированной люминесценции (рис. 3б, кривая б) кроме максимума при 390 нм, можно выделить также плечо в области 386 нм.

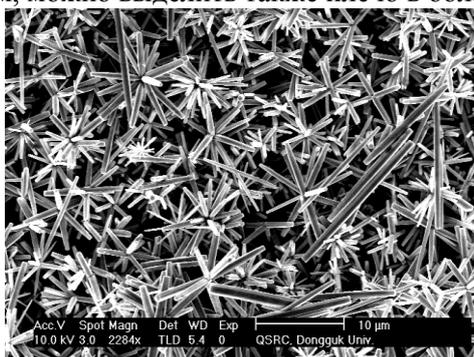


Рис. 2. СЭМ изображение наноструктур оксида цинка в форме «ежа».

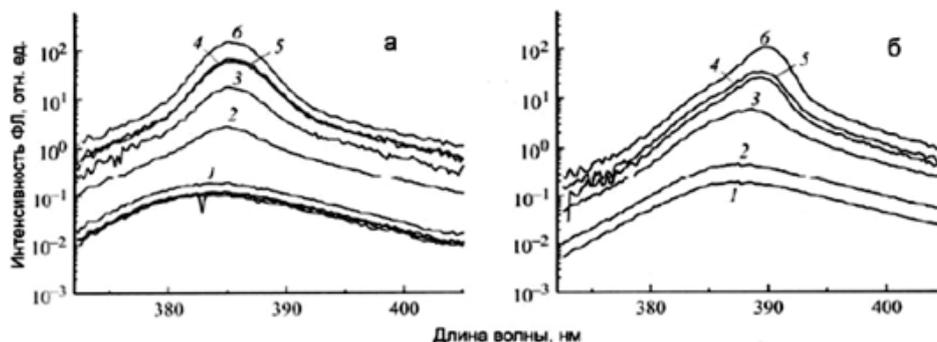


Рис. 3. Спектры ФЛ массивов наностержней (а) и ежподобных наноструктур (б) оксида цинка. Интенсивность возбуждающего излучения азотного лазера, кВт/см²: 1 – 600, 2 – 2500, 3 – 8000, 4 – 22000, 5 – 33000, 6 – 70000. Температура измерений 300°К.

Если построить зависимость интенсивности максимума свечения исследуемых нанокристаллов от мощности оптической накачки (рис. 4) в логарифмическом масштабе, видно, что излом на кривых, соответствующий пороговой мощности возникновения стимулированной люминесценции для стержней составляет 600 кВт/см² (кривая 1), а для ежподобных наноструктур — 2500 кВт/см² (кривая 2).

Известно, что краевая стимулированная люминесценция в оксиде цинка возникает либо при рекомбинации взаимодействующих свободных экситонов, либо при рекомбинации в электронно-дырочной плазме (ЭДП) [2,3]. При этом пороговые мощности накачки первого механизма ниже, чем второго. Теоретические расчеты положения линии стимулированной люминесценции взаимодействующих экситонов дают для комнатной температуры максимум в диапазоне 384–386 нм, а для ЭДП – в диапазоне 395–397 нм [2]. Сравнение этих значений с полученными

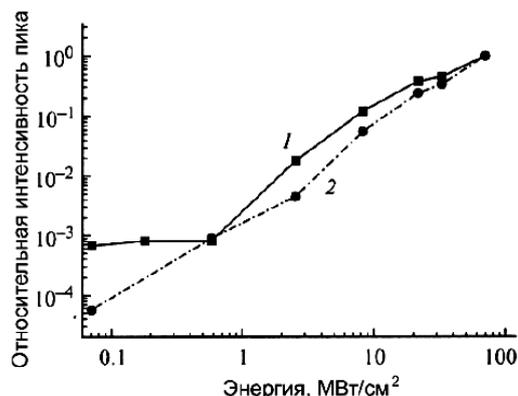


Рис. 4. Зависимость интенсивности краевого свечения наностержней (1) и ежподобных наноструктур (2) ZnO от интенсивности лазерной накачки. Температура измерений 300°К.

экспериментальными данными свидетельствует о том, что в случае наностержней оксида цинка имеет место лазерная генерация за счет рекомбинации взаимодействующих свободных экситонов. В образцах второго типа присутствуют оба механизма, о чем говорит наличие, кроме основного пика, плеча при 386 нм в спектре стимулированной люминесценции (рис. 3б, кривая 6). По видимому, различием в природе стимулированного свечения объясняются меньшие длины волн стимулированной люминесценции наностержней.

Заключение

Таким образом, анализ спектров ФЛ наноструктур оксида цинка различного типа, полученных методом осаждения из раствора, позволил сделать выводы о механизмах возникновения и пороговых мощностях их стимулированной люминесценции при оптической накачке импульсами азотного лазера. Показано, что наноструктуры ZnO в виде стержней имеют преимущества по всем параметрам лазерного излучения по сравнению с наноструктурами в форме ежа. Обладая более низкими порогами накачки, они дают стимулированную люминесценцию в направлении вдоль продольной оси стержней. Анализ механизмов излучательной рекомбинации в процессах лазерной генерации позволил по длине волны максимумов соответствующих линий определить, что в наностержнях преобладает рекомбинация взаимодействующих свободных экситонов, а в наноструктурах в форме ежа — рекомбинация в электронно-дырочной плазме. Измерения интенсивности стимулированной краевой люминесценции образцов свидетельствуют о влиянии интерференции света не только на спектр, но и на пороговые характеристики свечения наностержней ZnO. Из полученных результатов следует, что именно наностержни оксида цинка имеют эффективную стимулированную УФ люминесценцию свободных экситонов при комнатной температуре и являются перспективным материалом для создания коротковолновых направленных лазерных источников света.

Работа выполнена при поддержке гранта №ОТ-Ф2-52 Государственной программы фундаментальных исследований РУ.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Zhang B.P., Binh N.T., Segawa Y., Kawashiba Y., Haga K., Appl. Phys. Lett. **84** (2004) 586. [2] Bagnall D.M., Chen Y.F., Zhu Z., Yao T., Koyama S., Shen M.Y., Goto T., Appl. Phys. Lett. **70** (1997) 2230. [3] Георгопани А.Н., Грузинцев А.Н., Якимов Е.Е., Barthou C., Benalloul P., ФТП. **39** (2005) 692.

ПРЕИМУЩЕСТВА СВЕТОДИОДНЫХ СТРУКТУР, СОЗДАНЫХ НА ОСНОВЕ АЛМАЗНЫХ ПЛЕНОК, ВЫРАЩЕННЫХ НА КАРБИД КРЕМНИЕВЫХ И КВАРЦЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ

А.Кутлимратов¹, Т.М.Салиев¹, Н.Муталов²

¹Физико-технический институт НПО «Физика – Солнце» АН РУз, г.Ташкент ул.Бодомзор йули 2^б,
Saliev@uzsci.net

²Ташкентский Государственный аграрный университет, Ташкентская обл., Кибрайский р-н,
ул.Университетская 1.

Аннотация

Приведен краткий обзор по созданию светодиодов (СД) с белым свечением на основе нитрида галлия (GaN) и его твердых растворов (AlGaInN и AlGaInP) в мировом масштабе. Предложены альтернативные материалы вместо дорогостоящего GaN его твердых растворов – эпитаксиальные алмазные пленки, выращенные на карбид кремниевых (SiC) и кварцевых подложках и перечислены преимущества их свойств по сравнению с GaN и его эпитаксиальных пленок, выращенных на сапфировых подложках, используемых в производстве СД с белым свечением. Для подтверждения перспективности алмазных пленок, выращенных на SiC и кварцевых подложках, на примере созданы СД структуры с белым свечением на основе алмазных пленок, выращенных на SiC и кварцевых подложках CVD-методом. Приведены их вольтамперные характеристики (ВАХ) и фотографии свечения и, таким образом, показана пригодность и перспективность их для производства СД с белым свечением, работающих в тяжелых экстремальных условиях (при условиях высоких температур).

Ключевые слова: светодиод, алмазная пленка, карбид кремния, кварц, эпитаксиальная пленка, барьер Шоттки, вольтамперная характеристика, электролюминесценция.

1. Введение

Революция в наружных светодиодных видеозкранах совершилась в 1990 году, японский изобретатель Судзи Накамура, работавший в то время на японскую корпорацию Nichia Chemical Industries, изобрел синий светодиод на основе нитрида галлия (GaN) и его твердых растворов (AlGaInN и AlGaInP). Как показано (Туркин, 2011a), вскоре после этого, в 1993 году появились первые промышленные синие светодиоды высокой яркости, а за ними светодиодные RGB устройства (трихроматическая конструкция из красного (R), зелёного (G) и синего (B) источников), поскольку синий, красный и зелёный цвета позволяли получить любой цвет, в том числе и белый. В 1996 году, как было упомянуто Полищуком (2007), впервые появились белые люминофорные светодиоды высокой яркости на основе синего светодиода. В дальнейшем технология быстро развивалась, и к 2005 году, как пишет Полищук (2007), световой выход светодиодов достиг значения 100 лм/Вт и более. В 2014 г., когда стало ясно, насколько велико значение этих работ для развития науки и техники, насколько важны их практические применения для человечества, была присуждена Нобелевская премия японским ученым – Исаму Акасаки, Хироши Амано и Судзи Накамура, за изобретение светосильного синего светодиода на основе GaN, AlGaInN и AlGaInP.

В настоящее время технологии изготовления светодиодов с белым свечением, пригодных для целей освещения улиц и помещений активно развивается. Появились светодиоды с различными оттенками свечения, качество света позволило конкурировать с лампами накаливания и ставшими уже традиционными люминесцентными лампами. Началось использование светодиодных осветительных устройств в быту, во внутреннем и уличном освещении, что требовало увеличения яркости осветительных устройств с целью обеспечения требуемой освещенности.

Показано (Никифоров, 2009), что одним из путей увеличения яркости светодиодных осветителей, при сохранении или даже снижении их стоимости (с экономической точки зрения), является увеличение плотности тока через полупроводниковый светодиодный чип без увеличения его размеров. Однако, как показано Никифоровым и др. (Никифоров и Архипов, 2008) такой метод связан с одновременным повышением требований к качеству как самого чипа, созданного на основе нитрида галлия (GaN) и его твердых растворов (AlGaInN и AlGaInP), так и к качеству теплоотвода. Еще как показано Никифоровым (Никифоров, 2006). При достижении больших – предельных токов, происходит локальный перегрев участков чипа. В результате все это, как утверждает Никифоров (Никифоров, 2005), отрицательно влияет на световой выход и долговечность светодиода в целом.

С другой стороны, как показано (Туркин, 2011a) в настоящее время светодиоды и чипы с белым свечением создаются с применением люминофора, так как, комбинирование синего (чаще) или ультрафиолетового (реже) полупроводникового излучателя и люминофорного конвертера позволяет изготовить недорогой источник белого света с неплохими характеристиками. Самая распространённая конструкция такого светодиода, как сказано (Туркин, 2011b), что содержит синий полупроводниковый чип [нитрида галлия](#), модифицированный [индием](#) (InGaN) и люминофор с максимумом переизлучения в области жёлтого цвета – [иттрий](#)-алюминиевый гранат (YAG), легированный трёхвалентным [церием](#) (Ce). Показано (Никифоров и Архипов, 2008), что часть мощности исходного излучения чипа покидает корпус светодиода, [рассеиваясь](#) в слое люминофора, другая часть поглощается люминофором и переизлучается в области спектра электромагнитного излучения меньших значений энергии.

Как известно (Никифоров и Архипов, 2008), современные светодиоды работают при температурах чипа в районе 70-80°C, и дальнейшее повышение этой температуры при использовании GaN недопустимо. Потому что, как показано (Туркин, 2011b), высокая температура приводит к увеличению количества дефектов в активном слое и повышенной [диффузии](#) примесей, а также изменению оптических свойств подложки. Следовательно, как показано (Зи, 1984), всё это приводит к увеличению процента безизлучательной [рекомбинации](#) и поглощению [фотонов](#) материалом чипа.

Обычно (Трусон и Халвардсон, 2007) в целях увеличения выходной мощности (при сохранении качества спектральных характеристик и теплового режима) выпускаются СД сборки, содержащие [кластеры](#) СД чипов в одном корпусе. Поэтому, в таких случаях, увеличение мощности и долговечности достигается усовершенствованием как самой полупроводниковой структуры (снижение локального перегрева), так и развитием конструкции светодиодной сборки, улучшением качества охлаждения активной области чипа. Кроме этого, как указано (Бланк, 1972; Кэмпбел и Берман, 1972), в направлении улучшения термостойкости проводятся исследования по созданию СД

на основе других полупроводниковых материалов с термостойкими параметрами. Например, как показано (Васильев и Белых, 1983; Верещагин и др., 1982; Чукова, 1988), в роли таких материалов могут выступать карбид кремния и алмаз, так как приборы, созданные на их основе, могут работать вплоть до 500-600°C.

С другой стороны, как упоминалось выше, GaN очень дорогой материал, поэтому в последнее время с целью снижения стоимости СД с белым свечением, получают их на основе пленок GaN, выращенных на сапфировых подложках. Однако получение качественных слоев GaN, пригодных для создания эффективных СД структур на сапфировых подложках очень сложно. К тому же, для выращивания пленок GaN применяют дорогостоящую технологию – молекулярно-лучевую эпитаксию.

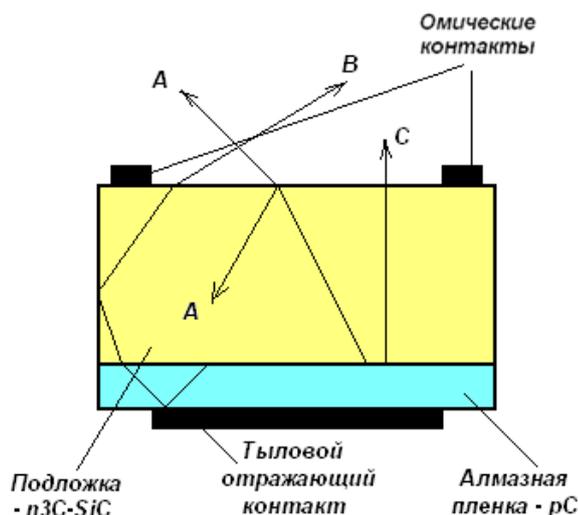


Рис.1. Схема прохождения квантов, генерированных в $n/\text{SiC} - p/\text{C}_{\text{алмаз}}$ гетероструктуре и выхода из нее

Учитывая все это, вместо дорогостоящего GaN мы предлагаем альтернативный материал – эпитаксиальную алмазную пленку, выращенную на карбиде кремния и кварце. Потому что, как показано (Байдакова и др., 2002; Феоктистов и др., 2002) тонкие (5 – 50 мкм) и качественные алмазные пленки, выращенные на доступных и относительно дешевых подложках, являются весьма перспективными материалами для производства полупроводниковых приборов специального назначения, в частности, для изготовления СД структур, работающих в экстремальных условиях (до температур 600°C, а также в космосе).

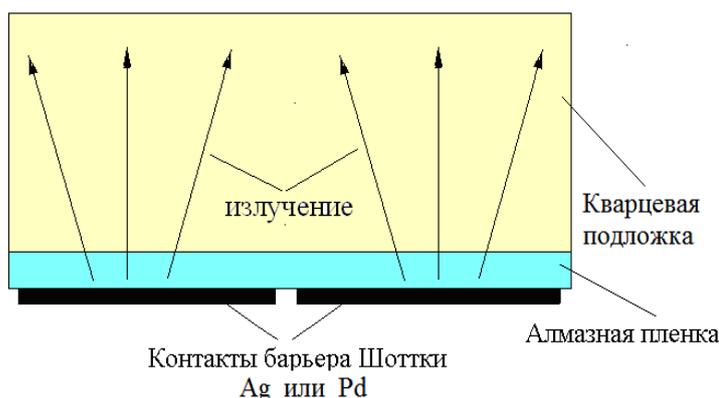


Рис.2. Поперечный разрез светодиодной структуры с барьером Шоттки, созданной на основе алмазной пленки, выращенной на кварцевой подложке.

Следовательно, нами были предприняты попытки создания светодиодных структур с белым свечением на основе алмазных пленок, выращенных на карбид кремниевых и кварцевых подложках CVD-методом, и были достигнуты неплохие, а даже обнадеживающие результаты для начала.

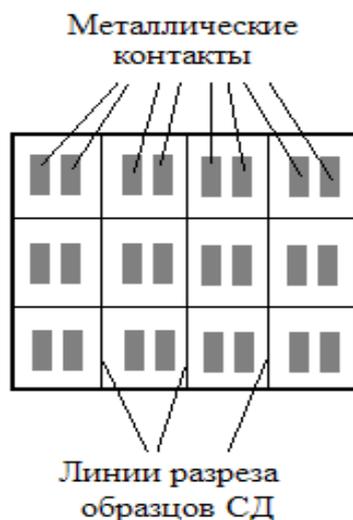


Рис.3. Формирование образцов СД структур напылением серебра (Ag) или палладия (Pd) и разрезание созданных структур на отдельные СД.

Преимуществом таких светодиодных структур является то, что, во-первых, карбид кремния намного, а кварц в несколько порядков дешевле, чем GaN, используемый в настоящее время в качестве подложки в производстве люминофорных светодиодов с белым свечением. А в случае выращивания GaN на сапфировых подложках, трудно получить его качественных пленок, и СД структуры, созданные на таких пленках подвержены быстрой деградации, происходящей за счет тепловых токов.

Во-вторых, преимуществом свето-диодных структур, созданных на основе алмаза, является то, что алмазные свето-диоды выделяют свет вследствие генерации экситонов. Как известно, экситон является электронно-дырочной парой, которая ведет себя как один из видов частиц. Обычно они чувствительны к температуре и часто распадаются с большой скоростью. Однако генерируемые в слоях алмаза экситоны очень стабильны и не разрушаются до температуры 600°C.

В-третьих, как показано (Васильев и Белых, 1983) отношение коэффициентов термического расширения кварца ($0,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) и алмаза ($0,9 - 1,45 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) меньше, чем у сапфира ($4,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) и нитрида галлия.

В-четвертых, как показано (Васильев и Белых, 1983) теплопроводность алмаза (146,538 Вт/(м·К)) на порядок, а у карбида кремния ((8,5-33) Вт/(м·К)) (Курносов, 1975) и кварца (11,43 Вт/(м·К)) (Андерсон, 1983) в несколько раз выше, чем у GaN и сапфира (0,05 Вт/(м·К)) (Андерсон, 1983), что благоприятствует и позволяет поддерживать температуру СД структуры в норме. Поэтому в настоящей работе нами было уделено внимание алмазным пленкам, полученным как на карбид кремниевых, так и на кварцевых подложках с целью показания возможности создания СД структур с белым свечением с лучшими термостойкими характеристиками, работающих в условиях высоких температур.

В-пятых, благодаря почти прозрачности карбида кремния в видимой области электромагнитного излучения можно создать контакт со стороны алмазной пленки отражающим (сделать его из серебра и сплошным). То в этом случае, генерированные алмазной пленкой кванты, идущие в сторону отражающего контакта, отражаясь от него, изменяют направление движения в сторону подложки (т.е. в сторону выхода из кристалла), и выходят из нее, как это показано на рис.1. При этом часть высокоэнергетических (коротковолновых) квантов могут поглощаться в слоях карбида кремния, затем в силу люминесценции карбида кремния, могут преобразоваться в кванты с более низкой энергией, т.е. переизлучается в области спектра электромагнитного излучения меньших значений энергии (в относительно длинноволновое излучение).

А в случае использования кварцевой подложки, благодаря малой толщине алмазной пленки, а также прозрачности кварца для квантов видимого диапазона, генерированное в алмазной пленке излучение, выходит из структуры почти без потерь (рис.2). Так как кварц прозрачен во всем диапазоне видимого излучения. Это очень важно для создания СД, где вывод генерируемого излучения является основной задачей для решения его конструкции, особенно для СД видимого диапазона (СД с белым свечением). Так как даже при высоком внутреннем квантовом выходе, внешний

квантовый выход оказывается значительно меньшим из-за поглощения фотонов в кристалле полупроводника до выхода их в окружающее пространство. В этом смысле, применение кварцевых подложек способствует эффективному выводу генерированных в СД структуре квантов.

2. Получение экспериментальных образцов и исследование их характеристик

Исходя из приведенных выше соображений нами были созданы СД структуры с белым свечением на основе алмазных пленок, выращенных на карбид кремниевых и кварцевых подложках. С целью выбора оптимальной конструкции, Они были созданы следующим образом. На подложках из синтетического кварца толщиной 350-400 мкм методом химического пароголового осаждения (ХПГО – CVD-метод) выращивались алмазные пленки толщиной 8-10 мкм. Существование алмазной пленки определялось измерением микротвер-дости пленки, а также по спектру Раманского рассеяния. Концентрация носителей тока в пленках, измеренная методом Холла составляла $\sim(6-8) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

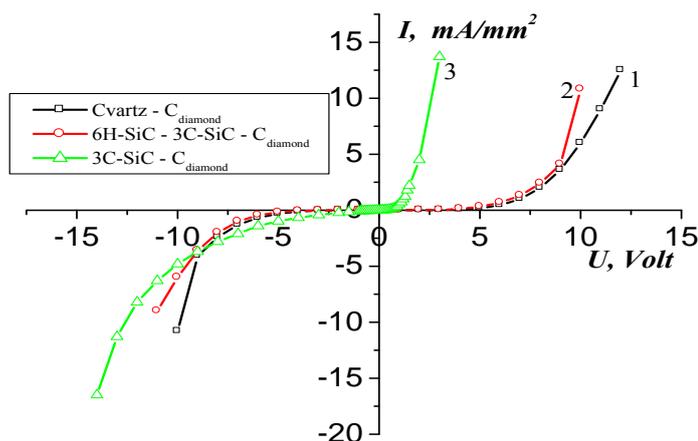


Рис.4. Вольтамперные характеристики $M-pC_{\text{алмаз}}-M$ (1), $n6H-SiC-p3C-SiC-pC_{\text{алмаз}}$ (2) и $n3C-SiC-pC_{\text{алмаз}}$ (3) гетероструктур.

После эпитаксии на поверхности алмазной пленки создавались контактные площадки барьера Шоттки (попарно для одной СД структуры) с размерами сторон $2 \text{ мм} \times 1 \text{ мм}$, как это показано на рис.3. Затем эти парные контакты, образующие $M-C_{\text{алмаз}}-M$ структуру разрезались (по линии разреза) на отдельные кусочки с размерами $3 \text{ мм} \times 3 \text{ мм}$. С целью изучения зависимости свойств барьера Шоттки от напыляемого металла, барьер создавался использованием двух металлов – серебра (Ag) и палладия (Pd). Напыление металлов на поверхность алмазной пленки производилось в вакууме через маску. При этом с целью улучшения адгезии металла с алмазной пленкой образцы при напылении нагревались до температуры 250°C .

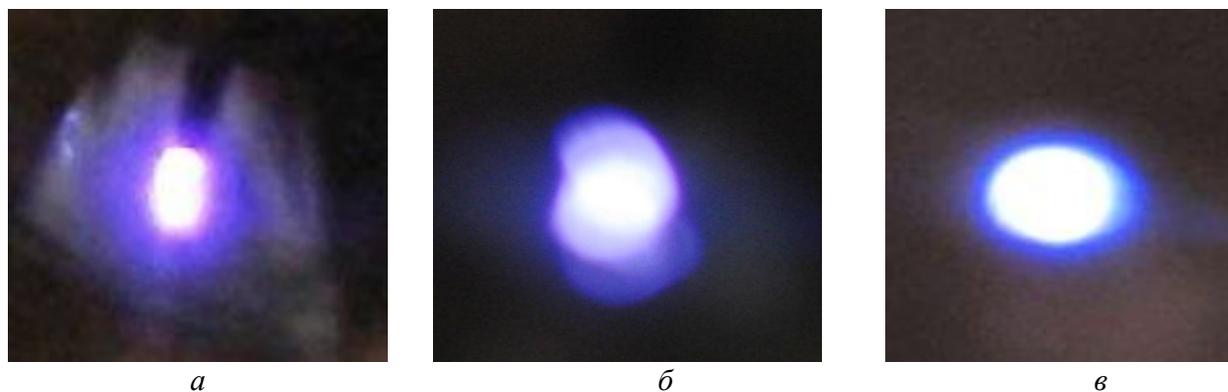


Рис.5. Фото свечений $M-pC_{\text{алмаз}}-M$ (а), $n6H-SiC-p3C-SiC-pC_{\text{алмаз}}$ (б) и $n3C-SiC-pC_{\text{алмаз}}$ (в) гетероструктур.

Были измерены вольтамперные характеристики (ВАХ) (рис.4) и сняты фото электролюминесценция изготовленных нами экспериментальных образцов $M - pC_{\text{алмаз}} - M$ (1), $n6H-SiC - p3C-SiC - pC_{\text{алмаз}}$ (2) и $n3C-SiC - pC_{\text{алмаз}}$ (3) гетероструктур с белым свечением (рис.5).

3. Обсуждение результатов

Форма ВАХ гетероструктуры $M - pC_{\text{алмаз}} - M$ имеет почти симметричный вид (см. рис.4, кривая 1), что объясняется встречным включением барьеров Шоттки (см. рис.2 и рис.3), созданных на основе алмазной пленки, выращенной на кварцевой подложке. Еще из рис.4 видно, что форма ВАХ гетероструктуры $n6H-SiC - p3C-SiC - pC_{\text{алмаз}}$ также имеет симметричный вид (см. рис.4, кривая 2). Мы предполагаем, по-видимому, это связано с большой разностью значений ширины запрещенных зон алмаза (5,6 эВ) и $3C-SiC$ (2,3 эВ). В прямом направлении смещения, по-видимому, из-за этой разности создается дополнительный барьер, препятствующий протеканию инжекционных электронов в алмазную пленку, до определенного значения прикладываемого напряжения. Форма ВАХ гетероструктуры $n3C-SiC - pC_{\text{алмаз}}$ имеет типичный для диодных структур вид.

Из рис.5 видно, что на всех фотоснимках наблюдаются сине-фиолетовые оттенки на белом фоне свечения. Это свидетельствует о том, что белое свечение образовано в результате слияния сине-фиолетового свечения с другими, например, желто-зеленого свечениями.

4. Заключение

Таким образом, показана возможность создания светодиодных структур с белым свечением на основе алмазных пленок, выращенных на кварцевых и карбид кремниевых подложках, с термостойкими параметрами, способствующими увеличению срока безотказной работы светодиодной структуры. Применение кварцевых подложек в производстве СД структур открывает возможность выпуска их в больших количествах, и в результате чего позволяет сэкономить как электрическую энергию, так материальные и денежные ресурсы в глобальных масштабах.

Работа выполнена в рамках грантов ГНТП ФА-А3-Ф027 и ФПФИ Ф.1-16.

ССЫЛКИ НА ЖУРНАЛЬНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ:

[1] Андерсон, Б. Определение драгоценных камней: Пер. С англ. –М.: Мир, 1983. –458 с. [2] Байдакова, М.В., Вуль, А.Я., Голубев, В.Г. и др. Получение алмазных пленок на кристаллическом кремнии методом термического газофазного осаждения. //ФТП, 2002. т.36, вып.6. –С.651-657. [3] Бланк, Дж.М. Изготовление карбидокремниевых светодиодов. В кн.: Карбид кремния. Пер. с англ. Под ред.Г.Хеншина и Р.Роя. –М.: Мир. 1972. –С. 242-250. [4] Васильев, Л.А., Белых, З.П. Алмазы, их свойства и применение. –М.: Недра, 1983.–101с. [5] Верешагин, Л.Ф., Ревин, О.Г., Слесарев, В.Н., и др. Электропроводность искусственного полупроводникового алмаза. В кн.: Синтетические алмазы и гидрострузия. –М.: Наука, 1982. –С.64-67. [6] Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн.2. Пер. с англ. –М.: Мир, 1984. –456 с. [7] Курносоев А.И. Материалы для полупроводниковых приборов и интегральных схем. Учебн. пособие. –М.: Высшая школа, 1975. –342 с. [8] Кэмпбелл Р.Б., Берман Х.С. Электрические свойства приборов на основе карбида кремния. В кн.: Карбид кремния: Сб. статей. Пер. с англ. Под ред.Г.Хеншина и Р.Роя. –М.: Мир. 1972. –С. 231-244. [9] Никифоров С. Температура в жизни и работе светодиодов //Компоненты и технологии. 2005. № 9. –С.34-37. [10] Никифоров С. Теперь электроны можно увидеть: светодиоды делают электрический ток очень заметным //Компоненты и технологии. 2006. № 3. –С.66-69[11] Никифоров С., Архипов А. Особенности определения квантового выхода светодиодов на основе $AlGaInN$ и $AlGaInP$ при различной плотности тока через излучающий кристалл //Компоненты и технологии. 2008. № 1. –С.46-48.[12] Никифоров С. «S-класс» полупроводниковой светотехники //Компоненты и технологии. 2009. № 6. –С. 88-91.[13] Полищук А. Г., Туркин А. Н. Концепция применения светильников со светодиодами в целях реализации программы энергосберегающего освещения //Компоненты и технологии. 2007. № 11. –С.28-31.[14] Трусон П. Халвардсон Э. Преимущества RGB-светодиодов для осветительных приборов // Компоненты и технологии. 2007. № 2. –С.42-44.[15] Туркин А.Н. Полупроводниковые светодиоды: История, факты, перспективы. //Журнал «Полупроводниковая светотехника», 2011а, № 5. –С.28-33.[16] Туркин А. Нитрид галлия как один из перспективных материалов в современной оптоэлектронике //Компоненты и технологии. 2011b. № 5. –С.41-44.[17] Феоктистов, Н.А., Афанасьев, В.В., Голубев В.Г. и др. Начальные стадии роста островковых алмазных пленок на кристаллическом кремнии. //ФТП, 2002, т.36, вып.8. –С.910-913. Чукова Ю.П. Тайны алмаза. –М.: Знание, 1988. –64 с., ил.

PHOTOELECTRIC PROPERTIES OF SILICON DOPED WITH SULFUR AND MANGANESE

A.Sh.Mavlyanov

Tashkent State Technical University, Department of Digital Electronics and Microelectronics
 Uzbekistan, Tashkent, st. Universitetskaya, 2, ZIP:100095
 E-mail: bahazeb@yandex.com

Abstract- *The paper reports that under certain thermodynamic conditions of doping of silicon with transient metal group and group II, VI elements, a new elementary cell type – «Si_{IV}A_{II}⁻B_{VI}⁺⁺» in the silicon lattice might eventually occur within the second coordination sphere boundaries that could lead to the extension of the spectral sensitivity range of silicon solar cells thus increasing their performance.*

Keywords: photovoltaics; infrared spectra; nanoclusters; thermodynamic conditions; doping silicon; quenching; chalcogenides; tetrahedral bond; interstitial atoms.

Introduction

The modern photovoltaics based on semiconductor materials where instant conversion of solar energy into electrical energy is carried out by solar cells. The performance ratio remains the main characteristics of solar cell efficiency. Therefore, the main aim now is the search for the most appropriate semiconductor material and the development of an efficient technology for manufacturing solar cells based on these materials with the aim to achieve a significant increase in the efficiency of solar cells while comparatively reducing their cost. Meanwhile, silicon Si (single crystalline, polycrystalline and amorphous) remains the overwhelmingly dominant material in photovoltaic cells. The highest performance is achieved by solar cells developed on the basis of GaAs, CdS and the CIGS- semiconductor materials [1]. However, currently about 90% of solar cells are based on silicon. This is mainly due to fairly high concentration of this element on Earth (about 27%) and the presence of a well-developed technology for manufacturing Si-based solar cells. Table 1 shows the performance values of modern solar cells built on the key semiconductor materials.

Table 1. Peak confirmed efficiencies of ground-based solar cells based on semiconductor materials

Material	Theoretical performance	Lab performance	Industrial performance
Si (single crystalline)	28%	24%	17-18%
Si (polycrystalline)	20%	16%	13%
Si (amorphous)	16%	12%	9%
AlGaAs/GaAs	40%	27,5%	25,5%
CdTe (cell)	20%	19,6%	11-12%
CuInGaSe ₂ (cell)	50%	16,4%	12-13%
CdS (cell)	28-30%	10,5%	8-9%

The data in the table indicates that efficiency ratios of the existing solar cells manufactured on an industrial scale, are not quite high, and this tends to be the main drawback of modern photocells. Recently, however, a number of new materials with nanostructures on the basis of Si and other semiconductor compounds have been developed that are now labeled third generation PVs. Also, we have been able to witness over recently the arrival of novel technological solutions to make much higher efficiency (60%) possibly true [2]. In this regard, of particular interest is the research aimed at developing new solar cells with nanoscale clusters of impurity atoms [3].

Factors affecting conversion efficiency of photovoltaic cells

Modern solar cells based on single crystalline silicon come in several sizes, mainly of 125x125 mm, 150x150 mm; such cell generates voltage of about 0.6 V and up to 2 amps of current. Power capacity of solar modules built of such solar cells connected in series and in parallel, typically reaches 110 ÷ 150 W at a surface area of 0,75 ÷ 1 m². Arrays of such modules in solar power plants can generate from 1 KW up to 1 GW. The technology of production of such cells on an industrial scale is currently sufficiently worked out.

However, allegedly there are a number of factors limiting the widespread use of such solar cells. Among them are the following:

- The comparatively wide infrared spectrum of radiation ($\lambda = 1,2\div 3 \mu\text{m}$) which accounts for ~40% of solar energy lays virtually untapped due to inability to use its energy for photogeneration of charge carriers (energy $h\nu < E_g$).

- There is loss in energy in ultraviolet and visible spectra of solar radiation, with energy of photons $h\nu > E_g$ due to thermal relaxation of photo-generated hot charge carriers [4].

- The existing photovoltaic manufacturing technology barely allows overcoming these losses. In spite of having partially solved this problem through the widespread use of multi-cascade photocells based on GaAs, AlGaAs semiconductor materials [5], the technology seems to be rather complicated and requires expensive equipment for its manufacturing.

- Besides that, the relatively high cost of such cells hampers their large-scale implementation and building on their basis of large-scale solar power plants.

In view of the above mentioned, one can assume that this problem can be successfully solved only through the development of novel classes of semiconductor materials or on the basis of new physical phenomena. Search of optimum thermodynamic and technological conditions of doping of silicon with the aim to set certain chemical reaction on the path in condensed matter will help form nano- and micro-sized monoatomic and binary clusters both on the surface and in the bulk crystal to a predetermined density. To form binary clusters one must consider the reactivity, solubility, diffusion coefficients, and the state of impurity atoms in the lattice. It is also necessary to determine the thermodynamic conditions required for the formation of bonds between these impurities, which would result in building new elementary lattice in the silicon matrix.

Experimental

The p-type Si wafers with thickness of ~1 mm doped with boron, with initial resistivity 1 Ω -cm were used for the experiment. Doping of samples with sulfur and manganese were carried out by diffusion in previously vacuumed and sealed quartz ampoules at temperature 1260°C and 1200°C, respectively. Duration of doping was sufficient for uniform doping of samples. The vapor pressure of the sulfur P_{vap} in the diffusion process was in the range of 0.5-1.0 bar. At the end of the process, ampoules were taken off the oven and immediately cooled by dropping the sample into waste lubricating oil. Quenching of samples doped with sulfur heated at high temperature leads to the increase in the concentration atomic sulfur N_{S1} atomic sulfur. [6].

After diffusion all samples had n-type conductivity. It is known that manganese in silicon can create both donor and acceptor states depending on whether it has replaced the Si atom in the lattice or interstice location. Elements of VI group (S, Se, Te) also form donor states in silicon. The silicon samples previously doped with sulfur were shortly thereafter doped with Mn at temperature 1200°C for 15 minutes. The Si <B, S> samples in ampoules with Mn were put in the furnace after the temperature had reached 1200°C and were held there for 15 minutes, after which they were dropped into oil barrel.

Afterwards, 5 microns were removed by polishing from the back surface of Si <B, S>, Si <B, Mn> and Si <B, S, Mn> samples. The cryostat supplied with optical window, the power supply of the lamp (the Sun Simulator) and filter were used for the experiment. The light from an incandescent lamp was focused by lens on the window of the cryostat. The sample in the cryostat was exposed to the light through the filter, which cut off visible and ultraviolet spectra of irradiation (see absorption spectrum of infrared filter Fig. 1.)

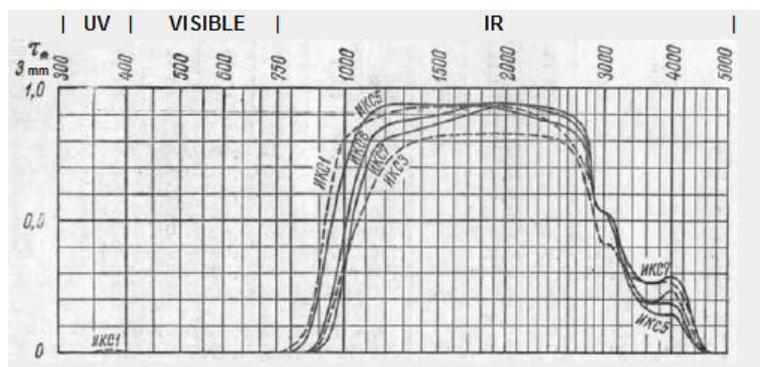


Fig. 1. Absorption spectra of the infrared filter IKS-1, where UV- ultraviolet range, IR –infrared range [Ref. I. Veynberg. Catalogue of color glass//Mashinostroyeniye Publishing House, 1967, pp. 62]

The dark current i_d and photocurrent i_{ph} , as well as the voltage measurements in the temperature range $T = 77 - 300\text{K}$ for Si <B, S> and Si <B, S, Mn> are shown in Table 2.

Table 2. The dark current i_d and photocurrent i_{ph} , as well as the voltage measurements in the temperature range $T = 77 - 300\text{K}$ for Si <B, S> and Si <B, S, Mn> samples.

Si<S> $\rho = 1\ \Omega\cdot\text{cm}$						T, K	thick-ness, μm	Type
Dark U, mV	Light U, mV	U, mV filter	Dark, I, A	Light, I, A	Filter, I, A			
							975	Surface -n-type with low ρ
								Rare surface -p-type with high ρ
2,2	69,3	15,7	$6,2\cdot 10^{-9}$	$6,7\cdot 10^{-7}$	$1\cdot 10^{-7}$	300 K	Date:04/06/2016	
0,1	62,7	0,6	$2,3\cdot 10^{-10}$	$4,7\cdot 10^{-8}$	$2,3\cdot 10^{-9}$	185 K		
0,2	3,1	0,1	$6,2\cdot 10^{-9}$	$2,6\cdot 10^{-9}$	$1\cdot 10^{-11}$	133 k		
Si <MnS> $\rho = 1\ \Omega\cdot\text{cm}$						T, K	thick-ness, μm	Type
Dark U, mV	Light U, mV	U, mV filter	Dark, I, A	Light, I, A	Filter, I, A			
							975	Surface -n-type with low ρ
								Back surface -p-type with high ρ
3,3	156	55,4	$7,7\cdot 10^{-7}$	$1,3\cdot 10^{-4}$	$1,2\cdot 10^{-5}$	300 K	Date:04/06/2016	
1,5	342	47,6	$3,2\cdot 10^{-8}$	$1,2\cdot 10^{-4}$	$1,7\cdot 10^{-6}$	223 K		
1,7	319	34	$8,3\cdot 10^{-8}$	$7\cdot 10^{-5}$	$1,7\cdot 10^{-6}$	203 K		
0,1	-25,6	-1,4	$1,00\text{E}-09$	$2,2\cdot 10^{-8}$	$2,9\cdot 10^{-9}$	198K		
-30,2	53,8	-16,1	$6,2\cdot 10^{-8}$	$1,3\cdot 10^{-5}$	$5\cdot 10^{-9}$	123K		
3,2	113	1,9	$2,2\cdot 10^{-9}$	$3,6\cdot 10^{-7}$	$1,6\cdot 10^{-8}$	121 K		

Results and discussion

Several authors in their earlier works assert that there might exist binary compounds formed by elements equidistant from the elements of group IV characterized by sphalerite and wurtzite structure equal to the diamond structure [7]. These structures for binary compounds are characterized by coordination number of 4. By analogy with diamond it is believed that the electron wave density in tetrahedral directions tends to be maximal. There is an ample reason to assume that the same mechanism might eventually apply in the case of simultaneous doping of Si with donor and acceptor [8].

The presence in nature of $A^{II}B^{VI}$ compounds obtained by technological methods, similarity of tetrahedral bonds, chemical activity of the elements of VI group -all these factors lead us to believe that one could endeavor to develop and synthesize these compounds in the basic matrix of semiconductor material.

As it is known, the impurity atom in silicon lattice can either replace the original Si atom or locate in interstices. The metal atom with a small ionic radius will often be located in the interstices. Interstitial metal atom can be ionized easily, giving a positive ion because of the low electronegativity and the small size of the positive ions. Interstitial atoms of chalcogenides or negative ions are unlikely due to their large sizes.

An impurity atom replacing the Si atom in the matrix usually acts as a donor or acceptor and how it would act depends largely on the number of valence electrons at an impurity or a substitutable atom. In general, one can presumably say that the impurity atom of group VI elements ($S \dots 3s^2p^2$) creates in sili-

con (Si ... 3s²p²) donor states, whereas the impurity atom of element of II and Group VII (Mn ... 3d⁵ 4s²) creates acceptor states.

In the course of simultaneous doping of silicon by impurity atoms of elements of groups II and VI, in certain crystal lattice locations there is a certain probability of obtaining A_{II}²⁻ - B_{VI}²⁺-type ion pairs. Since it's a tetrahedral bond, it is natural to expect the formation of a molecule Si_n-A_{II}²⁻B_{VI}²⁺. This molecule is a defect and breaks the strict periodicity of the structure in the local area by creating specific energy levels (see. Fig.2.)

Centre for High Technologies

Find peaks results

Region	Peak	Height
1	871,68	0,22
1	919,41	0,22
1	1011,50	0,24
1	1125,28	0,13

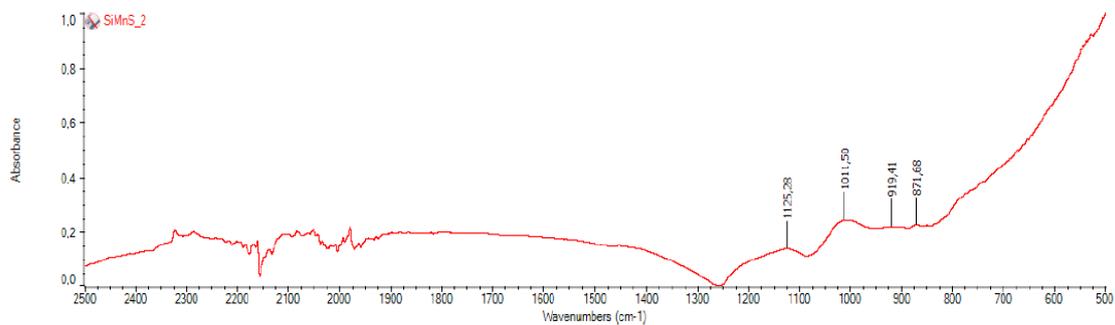


Fig.2. Absorption spectrum of the sample Si <B, S, Mn>, obtained in the Fourier spectrometer

The results of the study of thermal conductivity of Si <B, S, Mn> samples placed in a cryostat revealed $E_1=0,151eV$ and $E_2=0,528eV$ energy states. Regarding the state $E_1=0,151eV$ calculated based on thermal conductivity curve, the analogy with the absorption peak obtained in Fourier spectrometer ($E_1 = 0,139eV$) is relatively satisfactory. With regard to the sub-state $E_2 = 0,528eV$, it is likely attributed to the donor level of manganese $E_c = 0,53eV$ [9].

Conclusion

The author assumes that at certain thermodynamic conditions of doping of silicon with manganese and sulfur, a new elementary cell type -«Si_n- Mn⁻ S⁺⁺» in the silicon lattice might occur within the second coordination sphere boundaries.

If confirmed, such a cell practically does not break chemical bonds in the lattice, and yet it will be characterized by its own parameter, i.e. lattice constant. If one can increase solubility of impurities it would be possible to form clusters consisting of a plurality of elementary cells in adjacent lattice locations. By increasing the size and changing the content of similar clusters, one can respectively vary their parameters, i.e. the bandgap (E_g), mobility (μ), and others.

As the study of photovoltaic properties of Si with such clusters do indeed prove, there occurs significant absorption of photons with energy $h\nu < E_g$, and $h\nu > E_g$. Preliminary results suggest that the absorption in the infrared spectrum takes place, although the assumption requires further refinement to fit all of the results in detail.

Acknowledgements

The author wants to express special thanks to the Academician Muminov R.A. of Physical Technical Institute «Physics-Sun» of the Academy of Sciences and Prof. M.K. Bakhadyrkhanov of the Department of Digital Electronics and Microelectronics of the Tashkent State Technical University for their valuable consultation and support on the matter. Also, the author wants to express special thanks to his colleagues PhD student Yo. Toshmurodov and U. Sodikov for their assistance in conducting the experimental part of the research.

REFERENCES

- [1] A. Rockett, D. Liao, J.T. Heath, J.D. Cohen, Y.M. Strzhemechny, L.J. Brillson, K.Ramanathan, W.N. Shafarman. Near-surface defect distributions in Cu(In,Ga)Se₂// Thin Solid Films 431 – 432 (2003) 301–306[2]. Foozieh Sohrabi, Arash Nikniazi and Hossein Movla. Optimization of Third Generation Nanostructured Silicon- Based Solar Cells// "Solar Cells - Research and Application Perspectives", book edited by Arturo Morales-Acevedo, ISBN 978-953-51-1003-3, Published: March 6, 2013[3]. M. K. Bakhadyrkhanov, A. Sh. Mavlyanov, U. Kh. Sodikov, and M. K. Khakkulov. Silicon with Binary Elementary Cells as a Novel Class of Materials for Future Photoenergetics// Applied Solar Energy, 2015, Vol. 51, No. 4, pp. 258–261. © Allerton Press, Inc., 2015.[4] Fahrenbrukh, A.L. and Bube, R.H., Fundamentals of Solar Cells: Photovoltaic Solar Energy Conversion, New York: Academic Press, 1983.[5]. Zh.I. Alferov, V.M. Andreev, V.D. Rumyantsev. Trends and Perspectives of Solar Photovoltaics// Physics and Technics of Semiconductors, 2004, vol. 38, N. 8[6]. Yu.A. Astrov, S.A. Lynch, V.B. Shuman, L.M. Portsel, A.A. Machova, A.N. Lodygin. Silicon with high density of atomic sulphur centers: preparation of samples and their optical spectroscopy// Physics and Technics of Semiconductors, 2013, vol. 47, N. 2.[7]. М. Авен, Д. С. Пренер. Физика и химия соединений А^{IV}В^{VI}, Пер. с англ. под ред. С.А. Медведева. - М.: Мир, 1970.[8] В. А. Abdurakhmanov, M. K. Bakhadyrkhanov, H. M. Iliyev, S. B. Isamov, E. B. Saitov, A. Mavlyanov, H. U. Kamalov, Z. Saparniyazova, O. Sattarov, U. Kh. Sodikov, N. F. Zikrillayev. Silicon with Clusters of Impurity Atoms as a Novel Material for Photovoltaics// Nanoscience and Nanotechnology, 2014 4(3), pp. 41-43.[9]. К.П. Абдурахманов, Р.Ф. Витман, Г.С. Куликов, А.А. Лебедев, Ш.Б. Утамурадова, Ш.А. Юсупова. Диффузионные профили марганца в кремнии с различным содержанием кислорода// Physics and Technics of Semiconductors, 1994 vol.28, N1, pp. 86-90.

ВЛИЯНИЕ ОБРАБОТКИ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ В ЖИДКОМ ОЛОВЕ НА ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ

А.Саидов¹, А.Лейдерман¹, А.Рахматов²

¹Физико-технический институт НПО «Физика – Солнце» АН РУз,
г.Ташкентул.Бодомзор йули 2^б,

e-mail: amin@uzsci.net

²ОАО «FOTON»

Ташкент, Узбекистан

Аннотация

Предлагается установка для обработки монокристаллического кремния в жидком олове. Показано, что имеется зависимость времени жизни носителей тока от времени отжига и что, несмотря на сравнительно низкие температуры, эффект повышения времени жизни носителей значителен.

Ключевые слова: термообработка, отжиг в жидком олове, время жизни.

Общеизвестно, что одним из основных параметров, определяющих качество и надёжность полупроводникового прибора, является время жизни неравновесных носителей заряда, независимо от того, создаются ли они инжекцией, фотовозбуждением, температурой или иным внешним воздействием. Традиционно при этом считается, что скорость рекомбинации свободных носителей хорошо описывается статистикой Шокли-Рида:

$$U = N_R \cdot \frac{c_n c_p (np - n_i^2)}{c_n (n + n_1) + c_p (p + p_1)} \quad (1)$$

Причём в условиях квазинейтральности и высокого уровня возбуждения, когда $n=p \gg n_i$, p_1 ,

$U = N_R \cdot c_{эф} \cdot n$, где $c_{эф} = \frac{c_n c_p}{c_n + c_p}$ - эффективный коэффициент захвата свободных носителей на примесь, N_R - концентрации глубоких примесей и

$$\tau = (N_R \cdot c_{эф})^{-1} \quad (2)$$

время жизни, которое остается постоянным, если концентрация глубоких примесей неизменна: $N_R = \text{const}$.

Исследования последних десятилетий показали, что последнее (т.е. постоянство N_R) далеко не всегда возможно. Концентрация рекомбинационно-активных примесей, а только такая должна

стоять в выражении [Karageorgy-Alkalaev и Leiderman. 1987] может изменяться под влиянием рекомбинационно-стимулированных, температурно-стимулированных и иных процессов. В частности как впервые было показано в [Karageorgy-Alkalaev и Leiderman.1987], под влиянием фотовозбуждения часть примесей может объединиться с вакансиями и тогда концентрация рекомбинационно-активных примесей уже не будет постоянной величиной и более того, может меняться в процессе возбуждения полупроводника. Не менее существенен и тот факт, что вакансии и различного рода дефекты, неизбежно возникающие в процессе выращивания материала, также могут служить каналами рекомбинации, что, безусловно, усложняет процесс рекомбинации и может сильно влиять на рабочие характеристики приборов. В силу всего выше сказанного разработчики приборов на протяжении многих лет использовали различные способы внешних воздействий для геттерирования и пассивации рекомбинационно-активных примесей и дефектов. В данном сообщении мы приводим предварительные результаты влияния отжига кремния в жидком олове на время жизни носителей тока. Метод обработки кремния в жидком олове имеет ряд преимуществ по сравнению со способами, в которых производится термообработка с последующим удалением этих слоев. Олово – легкоплавкий металл, растворимость кремния в жидком олове до ~ 900 °С незначительна. Примеси олова в кремнии электрически нейтральны. Материала и энергозатраты зонной очистки олова сравнительно низкие.

В наших опытах было использовано олово чистотой 99,999 (марка ОВЧ-000) и пластинки n-типа Si толщиной 0,5 мм, с удельным сопротивлением $4 \div 10$ Ом·см и временем жизни электронов $\tau \approx 20 \cdot 10^{-6}$ с. Схема устройства для проведения отжига Si-пластинок в жидком олове показана на рис.1.

Пластинки кремния после соответствующей очистки помещались в графитовую кассету цилиндрической формы, имеющую щель для введения образцов и установления прокладок. Кассета устанавливалась над оловом в полости кварцевого тигля, находящегося в кварцевой камере, куда поступал водород, очищенный палладием. После плавления олова графитовую кассету опускали в него и при температурах ~ 750 °С пластинки Si в течение 1÷4 ч с обеих сторон находились в контакте с жидким оловом. После отжига кассету отделяли от олова, и остатки жидкого олова удаляли с поверхности Si-пластинок с помощью центрифуги. Затем Si – пластинки шлифовали с обеих сторон и приготавливали образцы площадью 5×12 мм² для измерения время жизни носителей тока τ . Омические контакты наносили из сплава олово-индий.

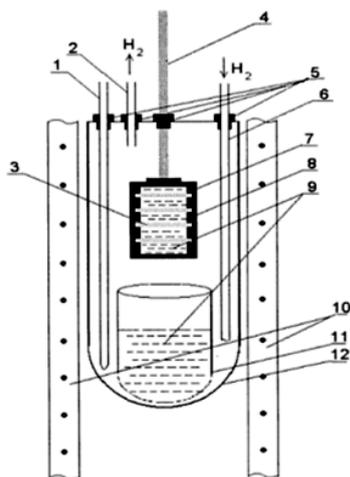


Рис. 1. Схема устройства для обработки кремния. 1-кварцевая трубка для термопары; 2- выход H₂; 3- кремниевые пластинки; 4-шторм-держатель; 5-болт для герметизации; 6-вход H₂; 7-графитовая кассета; 8-графитовая прокладка; 9- жидкое олово; 10-электропечь; 11- кварцевый тигель; 12- кварцевая камера

Измерения τ производили методом стационарной фотопроводимости. Ошибка измерения τ составляла 20%. Зависимость τ от продолжительности обработки n-типа Si в жидком олове, представленная на рис. 2, показывает, что несмотря на сравнительно низкие температуры, эффект повышения τ значителен. Особенно важным представляется тот факт, что после нескольких часов обработки время жизни выходит на насыщенно. Надо подчеркнуть, что подобный же рост τ с увеличением уровня облучения нейтронами Φ_n описан в работе, [Rahmatov и др. 2012] в которой ис-

следовалась зависимость $\tau(\Phi)$ для вольтовых ограничителей напряжения. В заключение отметим, что достигнутые величины времени жизни и, соответственно, диффузионной длины неравновесных носителей (~ 500 мкм) делают исследованный материал вполне пригодным для изготовления эффективных кремниевых солнечных элементов и диодов.

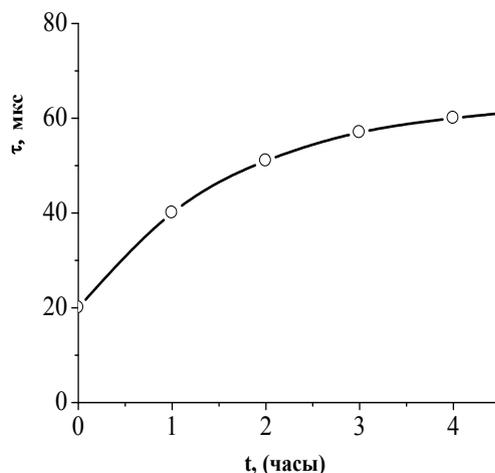


Рис.2 Зависимость время жизни неосновных носителей тока от продолжительности отжига

ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Karageorgy-Alkalaev P.M., Leiderman A.Yu. The synergetic phenomena in photoexcited semiconductors. Phys. Stat. Sol. (a), 1987, V.100, N1, p.221-251. [2]Rahmatov A.Z., Tashmetov M.Yu., Sandles L.S. Neutron irradiation influence on the silicon voltage limiter parameters //вопросы атомной науки и техники – Киев, 2012 № 5(81). С.81-87.

РАДИАЦИОННОЕ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В КРЕМНИИ ЛЕГИРОВАННОГО ЭЛЕМЕНТАМИ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

Ш.Махкамов¹, М.Ташметов¹, С.Зайнобидинов²,
Ш.Махмудов¹, А.Курбанов², А.Сулаймонов¹, А.Каримжанов¹

¹Институт ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан,
Ташкент, 702132, Улугбек, Узбекистан, makhmudov@inp.uz

²Андижанский государственный университет им. З.М. Бабура,
Андижан, 170100, Университетская д.129, Узбекистан.

Аннотация

Исследованы кинетики образования радиационных дефектов в монокристаллах кремния *n*- и *p*-типа, при различных уровнях легирования примесями переходных элементов *Cu*, *Ni*, *Ir*, *Rh*, *Pt* и *Au*. С ростом дозы облучения концентрации радиационных *A*-центров растут в образцах *n*-Si<*P,Rh*>, *n*-Si<*P,Pt*>, *n*-Si<*P, Au*>, причем эффективность образования радиационных центров в образцах I типа больше, чем в образцах II типа. Это связано с большей локальной неоднородностью медленно охлажденных образцов из-за образования скоплений (второй фазы) технологических и введенных примесей, вокруг которых возникают области упругих искажений. Предложены схема квазихимических реакций, протекающих под действием термического и радиационного воздействия в легированном кремнии.

Ключевые слова: кремний, примесь, *A*-центр, ковалентный радиус, квазихимические реакции.

В современной полупроводниковой технологии важной проблемой является получение материалов с заданными электрофизическими свойствами и изготовление приборов на их основе с необходимыми параметрами. Известно, что легирование полупроводников примесями, создающими глубокие энергетические уровни (ГЭУ), - один из основных способов формирования свойств полупроводниковых материалов [Болтакс и друг.1972, Tsintsadzeatall. 2000]. Из известных на сего-

дняшний день полупроводниковых материалов наиболее широко применяемым и перспективным в науке и технике является кремний. Характерной особенностью кремния, как и других полупроводниковых материалов, является высокая чувствительность ко всякому виду нарушений периодичности кристаллической решетки - дефектам кристалла. Исследование механизмов физических явлений, происходящих в легированном кремнии под влиянием внешних воздействий (температуры и радиации), необходимо для повышения термо- и радиационной стабильности электрофизических и рекомбинационных свойств кремния и является одним из актуальных направлений физики твердого тела.

Целью в данной работы является исследование кинетики образования радиационных дефектов в монокристаллах кремния n- типа, при различных уровнях легирования примесями переходных элементов М (Cu, Ni, Ir, Rh, Pt и Au) и особенностей взаимодействия указанных примесей с вакансиями и собственными междоузельными атомами.

В качестве исходного материала использовался кремний n- типа с исходным удельным сопротивлением от 2 до 5 Ом·см, выращенный методом Чохралского. Легирование кремния осуществлялось методом термодиффузии в открытом объеме из нанесенного слоя примеси на поверхности пластины кремния в 850 -1200°C в течение ~5 часов, с последующими быстрыми (I тип -30 град/мин) и медленными (II тип- 250 град/мин) охлаждениями. При этих условиях диффузии, как показали наши оценки на основе решение соответствующих диффузионных уравнений, все рассмотренные примеси распределяются практически равномерно по всей глубине образцов. Причем, концентрация глубоких примесных центров (N_{II}) в образце после диффузии удовлетворяла требуемым условиям ($N_{II} \approx 0,1 \cdot N_P$) для измерения методом нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS). Все образцы кремния облучались гамма квантами Co^{60} до дозы 10^9 Р.

Для контроля при тех же условиях одновременно отжигались образцы без указанных примесей. Перед исследованием со всех сторон образцов снимались приповерхностные области толщиной ~50 мкм. Омические контакты к образцам изготавливались путем припайвания сплава Sn+In (50%+50%) при температуре ~120°C. Электрофизические свойства образцов исследовались стандартными методами измерений удельного сопротивления и коэффициента Холла. При этом удельные сопротивления и концентрации носителей заряда, легированных и контрольных образцов практически не отличались. Изготовление диодов Шоттки для DLTS измерений осуществлялось путем напыления Au и Sb на поверхность кремния.

Основные полученные экспериментальные результаты:

Обнаружено, что в легированном и контрольном кремнии в основном образуются радиационные $E_1 = E_v + 0,25$ эВ (дивакансий), $E_2 = E_v + 0,36$ эВ [дивакансия + кислород + углерод] и $E_3 = E_c - 0,18$ эВ (А-центра). Концентрации Е-центров ($E_c - 0,42$ эВ) в этих образцах находятся в пределах чувствительности прибора, т.е. $< 10^{12}$ см³, а в контрольном кремнии n-типа $\sim 10^{13}$ см³.

С ростом дозы облучения концентрации радиационных А- центров растут в образцах n-Si<P,Rh>, n-Si<P,Pt>, n-Si<P,Au>, причем эффективность образования радиационных центров в образцах I типа больше, чем в образцах II типа. Это связано с большей локальной неоднородностью медленно охлажденных образцов из-за образования скоплений (второй фазы) технологических и введенных примесей, вокруг которых возникают области упругих искажений. Отметим, что при постоянной концентрации введенных примесей ($\sim 10^{14}$ см⁻³) концентрация А- центра возрастает с ростом ковалентного радиуса примесей. Поскольку ковалентные радиусы Rh, Pt, Au заметно больше, чем ковалентный радиус кремния (1.17 Å), указанные напряженные области имеют характер сжатия и являются стоками для вакансий. Это уменьшает вероятность аннигиляции вакансий и собственных междоузельных атомов кремния и способствует к увеличению концентрации радиационных дефектов.

Концентрация обнаруженных радиационных центров в образцах n-Si<P,Ni>, n-Si<P,Cu> меньше чем контрольном кремнии. Суть этих явлений, на наш взгляд заключается в следующем. На основе анализа результатов работ [Pagava, and Chkhartishvili. 2013, Лебедев и Козловский. 2014] схему квазихимических реакций, протекающих под действием термического и радиационного воздействия в легированном кремнии можно представить в виде (рис. 1).

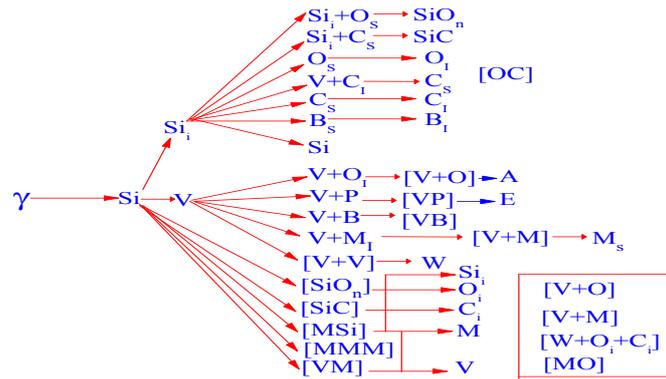


Рис.1. Квазихимические реакции дефектообразования в легированном Si: X_s-, X_i-примесные атомы в узле и в междоузлии; MMM–кластеры; Si_i- атомы кремния в междоузлии; W–дивакансия; MSi-, SiC–силициды; M–примесь, создающая глубокие энергетические уровни; [W+O+C] –K-центры

Как показывают квазихимические реакции, в легированном и контрольном кремнии после воздействия проникающей радиации концентрация примесных [VM] и радиационных (типа А [VO]- и К [WOC])- центров, а также соединений типа [MO] растет в результате радиационного распада кластеров [MMM], силицидов [IM] и соединений типа SiO_n, возникших в процессе высокотемпературной обработки. Это приводит к повышению степени микронеоднородности по проводимости в легированных образцах (рис.2.) по сравнению с контрольными.

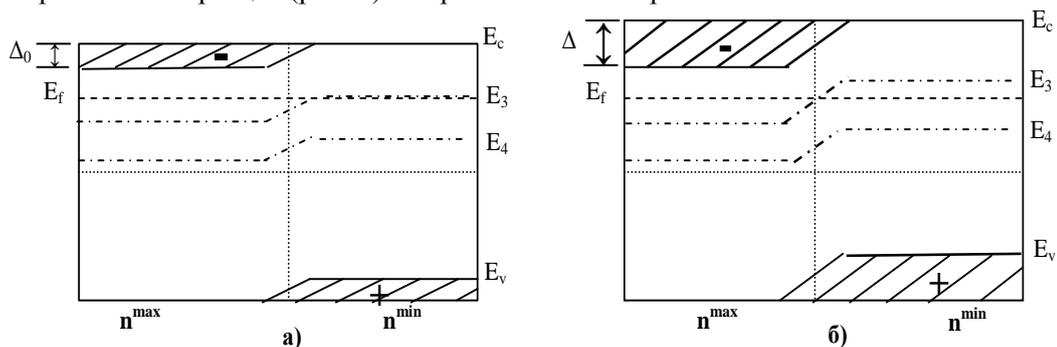
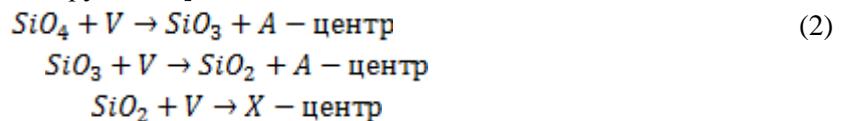


Рис.2. Модели неоднородной p⁺-n- структуры, образовавшейся в кремнии после легирования примесями с глубокими уровнями: а) -до облучения, б) -после облучения

В состав термодиффектов входит от двух до четырех атомов кислорода. Взаимодействие этих дефектов с вакансиями увеличивает концентрацию А-центров при облучении. Это можно описать следующей схемой реакций [Панов и друг. 1975]:



В процессе облучения дефекты в легированном кремнии (кластеры, силициды) переходят к более равномерному состоянию, чему способствуют как радиационно-стимулированная диффузия примесей, так и образование большого количества вакансий и междоузельных атомов. В результате увеличивается вероятность образования примесных пар типа MO₃, MO₄ (рис. 1). Эти электрически неактивные дефекты, в свою очередь уменьшают концентрацию кислорода, который снижает эффективность образования А- и К-центров в легированном кремнии, по сравнению с контрольным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Компенсированный кремний / Б. И. Болтакс, М. К. Бахадырханов, С. М. Городецкий, Г. С. Куликов. 1972. Л.: Наука, 124. [2] G. Tsintsadze, Z. Bashaleishvili, T. Pagava et al., 2000. Bull. Georgian Acad. Sci., 162 (1), 63. [3] О.В. Феклисова, Х. Ю. Д. Янг, Е.Б. Якимов. 2013. ФТП, 47, 195. [4] Temur Pagava, and Levan Chkhartishvili. 2013. Quasi-chemical reactions in irradiated silicon. Eur. Chem. Bull., 2(10), 785-793 [5] А.А. Лебедев, В.В. Козловский. 2014. ФТП. 48, 1329. [6] Панов В. И., Смирнов Л. С., Тишковский Е. Г. 1975. ФТП. 9, 1580.

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТРУКТУРЫ М(Al)-O(Al₂O₃)-П(CdTe)

Ш.А.Мирсагаатов¹, А.К.Утениязов², К.А.Исмаилов²

¹Физико-технический Институт Академия наук Узбекистана, Ташкент

²Каракалпакский Государственный университет, Нукус

e-mail: abat-2@mail.ru

Аннотация

Показано, что узго существенно устраняют неоднородность поверхностных зарядов на поверхности границе раздела. помимо этого, узго на поверхности полупроводника существенно устраняет нестабильные точечные дефекты, находящиеся в приповерхностном слое полупроводника. Установлено, что отжиг поверхностных состояний путем узго облучения приводит к увеличению прямого тока примерно на 25-30% и к уменьшению обратного тока на 6-9%.

Ключевые слова: пленка, барьер Шоттки, диодная структура

Введение

В настоящее время считается установленным фактом, что ультразвуковое облучение (УЗО) оказывает влияние на дефекты структуры и электрофизические характеристики полупроводников и полупроводниковых структур [1-6]. К преимуществам УЗО по сравнению с отжигом и радиационным облучением можно отнести следующие особенности: 1) поглощения ультразвуковых волн в твердом теле происходит преимущественно в областях нарушения периодичности его кристаллической решетки и поэтому ультразвуковое воздействие носит более локальный характер; 2) применение ультразвуковых волн различной поляризации и типа позволяет повысить избирательность влияния; 3) путем подбора частоты ультразвуковых колебаний можно достичь резонансных превращений в дефектной подсистеме.

Целью данной работы является исследование влияния ультразвукового облучения на электрофизические свойства структуры Al-Al₂O₃-pCdTe-Mo, т.е. МОП- структуры.

Образцы и методика измерения

Для проведения измерений пленочные МОП- структуры были созданы путем напыления алюминия в вакууме ($\sim 10^{-5}$ Торр) на поверхность крупноблочных пленок CdTe-типа проводимости как в [7].

Одним из методов изучения поверхности полупроводников в МДП (МОП)- структурах является вольт-фарадный метод, который является не разрушающим и наиболее информативным. Вольт-фарадные характеристики были измерены на частоте 1- 5 kHz, что позволяло выявить наличие МОП- элементов (структур) в исследуемых образцах. Ультразвуковое облучение проводилось на частоте 2.5 МГц с мощностью $P=1$ Вт/см² в течение 15 минут.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Экспериментальная вольт-фарадная характеристика (рис. 1а, кривая 1) была снята при частоте $f = 1$ kHz. Расчетная $C(V)$ -характеристика (рис. 1а, кривая 2) была получена как в [8]. При определении расчетной $C(V)$ - характеристики были использованы величины емкости окисного слоя (C_i) и концентрация равновесных дырок полупроводника (p_0), определенные непосредственно из экспериментальной вольт-фарадной характеристики. По величине емкости на плато экспериментальной $C(V)$ -характеристики определена величина емкости $C_i \approx 2.3 \cdot 10^{-10}$ F до и $C_i \approx 2.24 \cdot 10^{-10}$ F после УЗО.

Построив $C(V)$ -характеристики в координатах $1/C^2, V$ (см. рис.2а,б), мы определили концентрацию равновесных носителей дырок в базе структуры, которая оказалась равной $\approx 2.85 \cdot 10^{13}$ см⁻³ до и $1.9 \cdot 10^{12}$ см⁻³ после УЗО.

Концентрация p_0 также была определена по величине минимальной емкости C_{min} , которая оказалась равной $\approx 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ до и $2 \cdot 10^{12}$ см⁻³ после УЗО. Таким образом, величины p_0 до и после облучения, определенные двумя независимыми способами, имеют практически одинаковые значения.

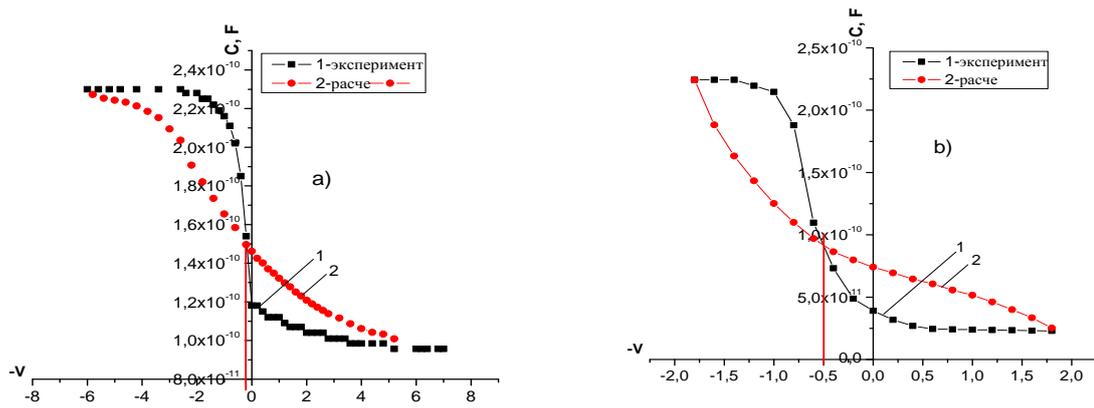


Рис.1. Экспериментальная (1) и расчетная (2) кривые $C(V)$ характеристики структуры $\text{Al-Al}_2\text{O}_3\text{-pCdTe-Mo}$ до (а) и после (б) УЗО.

Кроме этого, экстраполируя зависимость $C(V)$ на ось напряжения при $1/C^2 \rightarrow 0$, мы определили высоту потенциального барьера $\sim 0,68$ eV до и $\sim 0,55$ eV после УЗО. Сопоставление экспериментальных вольт-фарадных характеристик до и после УЗО показывает, что величина емкости структуры в результате облучения изменяется сложным образом. Во-первых, диапазон изменения величины емкости существенно расширяется, он примерно увеличивается в четыре раза. Во-вторых, значения напряжения смещения точки пересечения экспериментальной и расчетной $C(V)$ -кривых заметно изменяются, если они пересекались при $V \approx -0,2$ V до облучения, то после при $V \approx -0,5$ V. Если считать, что точка пересечения $C(V)$ -кривых показывает образование плоских зон на границе раздела полупроводника и диэлектрика (окись), то следует, отметить что

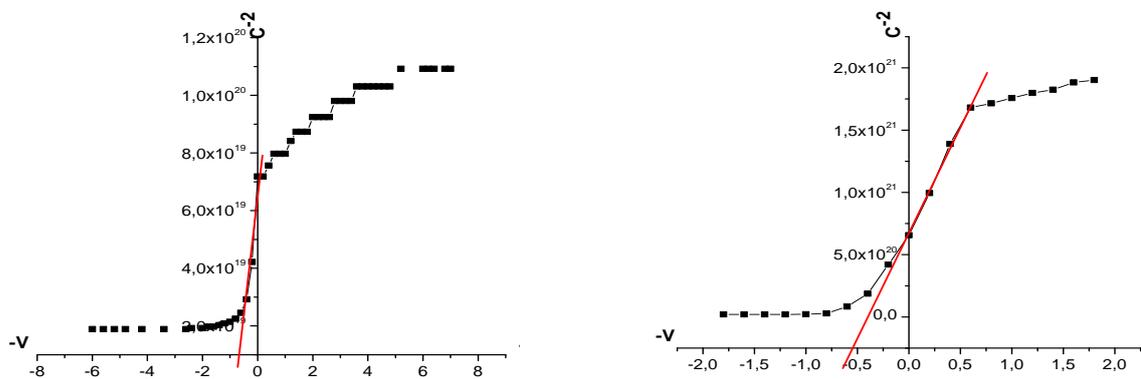


Рис.2 Зависимость $C^{-2}(V)$ структуры $\text{Al-Al}_2\text{O}_3\text{-pCdTe-Mo}$ до (а) и после (б) облучения.

УЗО существенно влияет на величину поверхностного потенциала ψ_s при термодинамическом равновесии. Можно сказать, что на границе раздела исследуемой МОП-структуры поверхностный потенциал имеет положительное значение, которое заметно увеличивается в результате ультразвукового облучения, это означает, что происходит отжиг поверхностных состояний в нижней половине запрещенной зоны полупроводника. Сопоставление кривых зависимостей $1/C^2, V$ до и после облучения (см.рис.2а и б) также показывает, что в исследуемой структуре поверхность полупроводника на границе раздела до облучения имеет некую область неоднородностей по глубине, которые на эксперименте проявляются в виде полосок, где величина $1/C^2$ остается постоянным по напряжению, и каждой полоске соответствует определенная концентрация носителей в области обеднения, и они практически отсутствуют после облучения. Эти экспериментальные факты свидетельствуют о наличии микро-неоднородностей по глубине полупроводника на границе раздела, образованных в процессе формирования МОП-структуры, которые практически исчезают после облучения. Плотность поверхностных состояний D_{it} была определена непосредственно по экспериментальной высокочастотной вольт-фарадной характеристике [9]. Заряды на поверхностных состояниях при высоких частотах ($\omega\tau \gg 1$) не успевают следовать за изменениями переменного

напряжения. При этом емкость МОП- структуры описывается как емкость идеальной МОП- структуры как и в работе [10]. Поверхностные состояния влияют на форму вольт-фарадной характеристики, сдвигая и растягивая ее вдоль оси напряжений. При наличии связанного поверхностного заряда требуется соответствующее увеличение заряда на металлическом контакте, что и происходит при наложении постоянного потенциала (V), по сравнению с идеальной МОП- структурой, чтобы достичь того же значения поверхностного потенциала. По форме высокочастотной вольт-фарадной характеристике плотность поверхностных состояний определяется с помощью следующего выражения [10]:

$$D_{it} = \frac{C_i}{q} [(d\psi_s / dV)^{-1} - 1] - \frac{C_D}{q} \cdot (\text{см}^{-2}\text{эВ}^{-1}) \quad (1)$$

Чтобы определить величины плотности поверхностных состояний D_{it} , сначала по значению полной емкости C мы определяли дифференциальную емкость полупроводника C_D для заданной величины напряжения смещения V . Потом построив зависимость $\psi_s(V)$ (см.рис.3а,б) определяем производную $d\psi_s / dV$ графическим дифференцированием как в [10], которая необходима для определения плотности поверхностных состояний по формуле (1).

Анализ данных рис.3а и б показывает, что, действительно, на границе раздела при термодинамическом равновесии (в отсутствие напряжения смещения) имеется изгиб края разрешенных зон, о чем свидетельствуют

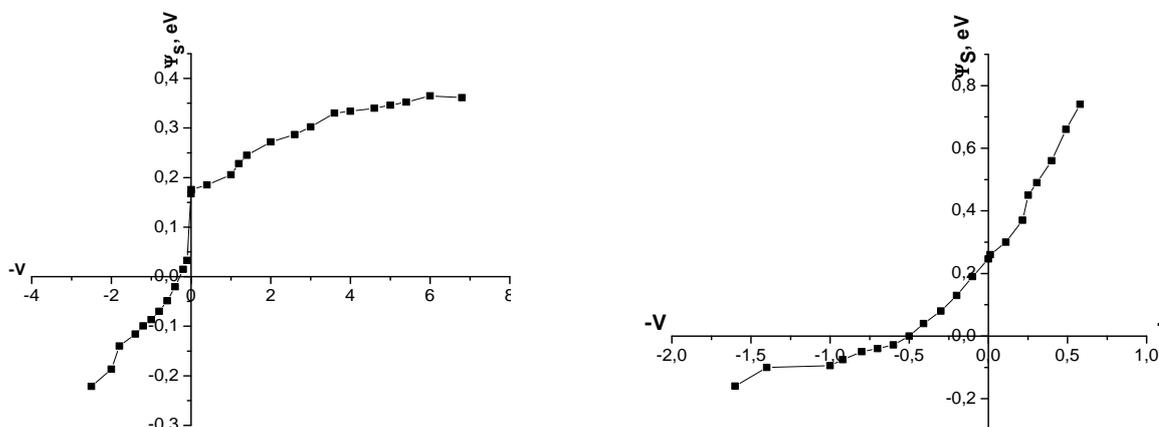


Рис.3. Зависимость поверхностного потенциала ψ_s от напряжения смещения V до (а) и после (б) облучения.

Величины поверхностного потенциала, которые равны $\psi_s \approx 0.17$ eV до, и $\psi_s \approx 0.25$ eV после облучения. Это означает, что УЗО, действительно, приводит к отжигу поверхностных состояний в нижней половине запрещенной зоны полупроводника на границе раздела, что также подтверждает и уменьшение высоты потенциального барьера в результате облучения. Выше приведенные результаты позволяют утверждать, что в формировании потенциального барьера, особенно до облучения участвуют и поверхностные состояния. После облучения поверхностный потенциал достигает значение фактически сильной инверсии $\psi_s(inv) \approx 0.74$ eV, так как уровень Ферми $E_F \approx 0.37$ eV и $\psi_B \approx 0.37$ eV-разность между уровнем Ферми и положением уровня Ферми в собственном полупроводнике E_i . Известно, что при сильной инверсии поверхностный потенциал имеет следующее аналитическое выражение

$$\Psi_s(inv) \approx (2kT/q) \ln(N_A / n_i) \quad (2)$$

Подставляя в формулу (2) значения $\psi_s(inv) \approx 0.74$ eV, $n_i \approx 3 \cdot 10^{13} \text{см}^{-3}$ – собственная концентрация кубической модификации теллурида кадмия и $T = 293\text{K}$, получим концентрацию ионизированных акцепторных центров $N_A \approx 2.4 \cdot 10^{12} \text{см}^{-3}$, которая практически равна концентрации равновесных дырок, определенной из кривых зависимостей $1/C^2, V$ после облучения. Отсюда следует, что УЗО практически полностью отжигает поверхностные состояния в нижней половине полупроводника, в результате чего они перестают влиять на величину поверхностного потенциала.

Теперь проанализируем ход зависимости $D_{it}(\psi_s)$, полученной до облучения УЗО. Как видно на рис.4а, плотность поверхностных состояний на границе раздела структуры Al-Al₂O₃-pCdTe-Мо

достаточно низкая, она равна $D_{it} = 3.4 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ при $\psi_s = 0$. Зависимость $D_{it}(\psi_s)$ в нижней и в верхней половинах запрещенной зоны полупроводника имеет разную закономерность. Например, при изменении величины ψ_s от 0 эВ до 0,17 эВ плотность поверхностных состояний медленно уменьшается до величины $\approx 2.4 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$, а затем она стремительно растет и при $\psi_s = 0.18$ эВ становится равной $D_{it} \approx 5.7 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$. После чего ее величина уменьшается и при $\psi_s = 0.23$ эВ достигает своего минимального значения, равного $\approx 1 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$. Далее величина D_{it} с увеличением поверхностного потенциала возрастает и становится равной $\approx 5.6 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ при $\psi_s = 0.285$ эВ. Затем плотность поверхностных состояний начинает медленно уменьшаться, и она становится равной $3 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ при 0.36 эВ. Такая сложная зависимость $D_{it}(\psi_s)$ показывает, что поверхностные заряды на границе раздела распределены неоднородно. Зависимость $D_{it}(\psi_s)$ в верхней половине запрещенной зоны меняется следующим образом. Сначала величина плотности поверхностных состояний медленно уменьшается, а затем стремительно увеличивается и при $\psi_s \approx -0.22$ эВ становится равной $\sim 3 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$. В верхней половине запрещенной зоны полупроводника, особенно в середине запрещенной зоны, отмечается неоднородное распределение зарядов на пространстве на границе раздела диэлектрик (окись)- полупроводник. Теперь проанализируем ход зависимости $D_{it}(\psi_s)$ после воздействия УЗО, которая приведена на рис. 4b.

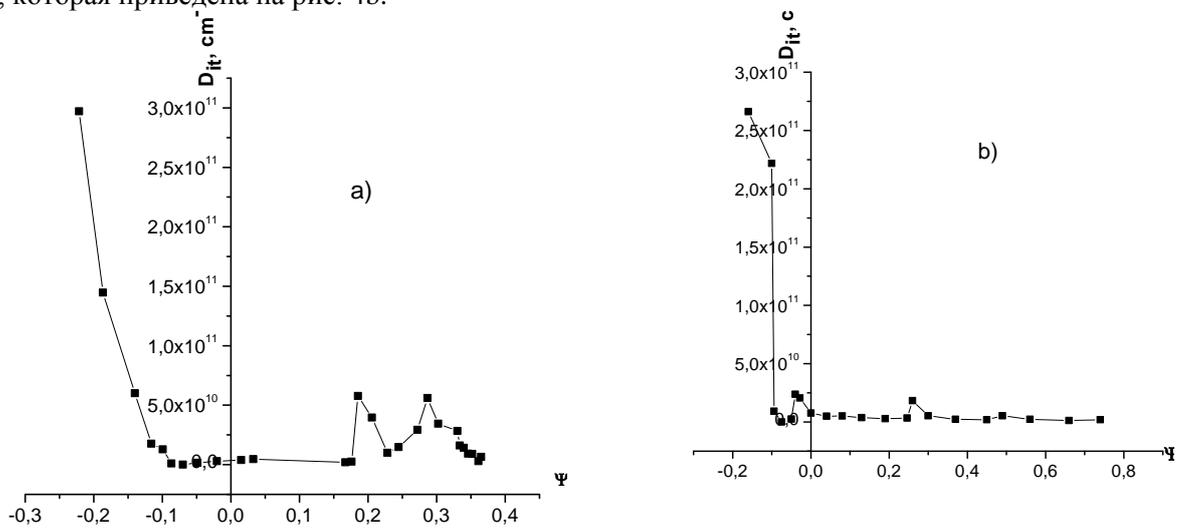


Рис.4. Зависимость эффективной плотности поверхностных состояний от поверхностного потенциала на границе раздела окисел р-CdTe до (а) и после (б) УЗО.

Величина D_{it} в нижней половине запрещенной зоны после воздействия УЗО в пределах зачения $\psi_s = 0 - 0.24$ эВ уменьшается более двух раз -от величины $\sim 7.6 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ до величины $3.3 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$, а затем появляется пик при $\psi_s = 0.26$ эВ и в нем $D_{it} \approx 1.8 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$. Далее величина D_{it} сравнительно быстро уменьшается до значения $\psi_s = 0.49$ эВ, где она равна $\sim 5.4 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$. После чего, плотность поверхностных состояний медленно уменьшается с дальнейшим ростом величины поверхностного потенциала и при $\psi_s = 0.74$ эВ она $\sim 1.9 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$.

В верхней половине запрещенной зоны величина $D_{it}(\psi_s)$ сначала увеличивается до $\psi_s = -0.04$ эВ при котором $D_{it} \approx 2.4 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$, далее начинает уменьшаться до величины $\sim 2.5 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$, а затем стремительно увеличивается и при $\psi_s \approx -0.16$ эВ становится равной $2.6 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$. Выше приведенные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что окисный слой Al_2O_3 , сформированный между алюминием (Al) и теллуридом кадмия (CdTe) является достаточно качественным.

По видимому, УЗО отжиг поверхностных состояний в верхней половине запрещенной зоны полупроводника на границе раздела структуры Al-Al₂O₃-pCdTe-Mo приводит к уменьшению поверхностного рекомбинационного тока, а это, в свою очередь, обеспечивает увеличение количества инжектированных электронов со стороны алюминия в базу; следовательно, происходит увеличение прямого тока после УЗО. Уменьшение обратного тока обусловлено отжигом поверхностных состояний в нижней половине запрещенной зоны полупроводника, так как при этом уменьшается

вероятность туннелирования неравновесных электронов, аккумулированных на границе раздела из базы в металл.

Поскольку окисный слой Al_2O_3 является основным элементом в исследуемой структуре $Al-Al_2O_3-pCdTe-Mo$, то изменение его свойств, в том числе концентрации дефектов и примесей в слоях диэлектрик-окись (поверхностные состояния) должно влиять на электрофизические и фотоэлектрические свойства всей структуры. Для подтверждения этого предположения рассмотрим вольт-амперные характеристики структуры в прямых и обратных ветвях до и после УЗО (см. рис. 5).

Например, прямой и обратный токи в структуре при напряжении смещения $V=\pm 6$ В до УЗО, соответственно равны, $I_{пр} \sim 7.9 \cdot 10^5$ мкА и $I_{об} \sim 167.73$ мкА, а их соотношение при той же напряжении смещения (коэффициент выпрямления) $K=4707$. После воздействия УЗО выше приведенные величины при том же значении напряжения смещения, соответственно, становятся равными $I_{пр} \sim 1.03 \cdot 10^6$ мкА и $I_{об} \sim 157.3$ мкА, а $K=6548$. Отсюда следует, что прямой ток увеличивается примерно на 25-30%, а обратный ток уменьшается на 6-9%, коэффициент выпрямления (K) возрастает в 1.4 раза после УЗО.

В заключение можно отметить, что исследуемая МОП-структура имеет достаточно низкую плотность поверхностных состояний, особенно в нижней половине запрещенной зоны полупроводника. Тем не менее, зависимость $D_{it}(\psi_s)$ в нижней и в верхней половине запрещенной зоны полупроводника имеют разную закономерность. Например, величина D_{it} в нижней половине

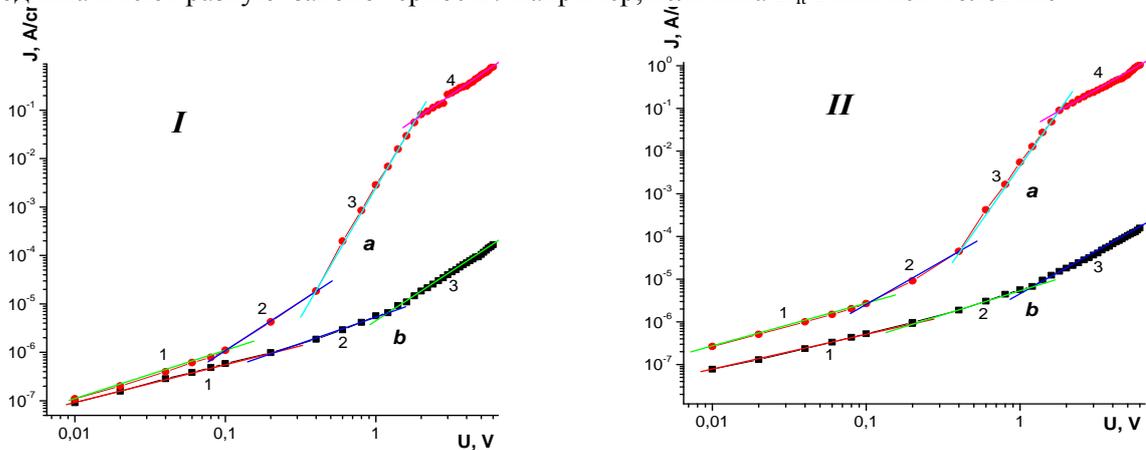


Рис.6. Вольтамперные характеристики тип $I \sim V^a$ с различными наклонами при прямом (а) и обратном (б) направлении тока до (I) и после (II) УЗО. Ia: 1-1, 2-2, 3-5.3, 4-2; Ib: 1-0.84, 2-1, 3-2. IIa: 1-1, 2-2, 3-5, 4-2; IIb: 1-0.79, 2-1, 3-2.

Запрещенной зоны после воздействия УЗО в пределах значения $\psi_s=0-0.24$ эВ уменьшается более чем в два раза от величины $\sim 7.6 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ до величины $3.3 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$. УЗО существенно устраняют неоднородность поверхностных зарядов на поверхности границе раздела. Помимо этого, УЗО на поверхности полупроводника существенно устраняет нестабильные точечные дефекты, находящиеся в приповерхностном слое полупроводника. Установлено, что отжиг поверхностных состояний путем УЗО облучения приводит к увеличению прямого тока примерно на 25-30% и к уменьшению обратного тока на 6-9%.

ССЫЛКИ

- [1] Баранский П.И., Беляев А.Е., Коширенко С.М. и др. 1990. ФТТ. Т. 32. №7. С 2159 [2] Островский И.В., Столбенко Л.П., Надточий А.Б. 2000. ФТП. Т. 34. №3. С. 257.[3] Заверюхина Е.Б., Заверюхина Н.Н., Лезилова Л.Н., Заверюхин Б.Н. и др. Письма ЖТФ. 2005. Т.31.№1. С. 54.[4] Олих О.Я. ФТП. 2011. Т. 45. №6. С. 816.[5] Davletova A., Karazhanov S.Zh. J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. №41. V. 165. P. 107.[6] Пашаев А.Г. ФТП. 2012. Т. 46. №8. С.1108.[7] Ш.А.Мирсагатов, А.К.Утениязов, А.С.Ачилов. 2012. ФТТ **54**, 9, 1643.[8] В.Г. Георгиу. Вольт-фарадные измерения параметров полупроводников. Кишинев, «Штиинца»,1987, 64с.[9] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т.1. Москва, «Мир», 1984, 455с.[10] XIII международная научная конференция «Физика твердого тела», посвященная 20-летию ЕНУ им. Л.Н.Гумилеваг. Астана, 26-28 апреля, 2016 г.с. 100-103.

РАДОНОМЕТРА НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВЫХ ПОВЕРХНОСТНО БАРЬЕРНЫХ ДЕТЕКТОРОВ БОЛЬШОГО ДИАМЕТРА

Р.А.Муминов, С.А.Раджапов, Ю.С.Пиндюрин, Б.С.Раджапов

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз

Узбекистан, 10008, Ташкент, ул. Бодомзор йули, 2Б, E-mail: rsafti@mail.ru

В результате действия ионизирующих излучений на организм человека увеличивается вероятность некоторых заболеваний, возрастает вероятность повреждения клеток, несущих генетическую информацию.

Расчеты, проведенные в разных странах, показали, что воздействие радона формируется более половины дозы, получаемой человеком от всех источников радиации. При длительном поступлении радона и его продуктов в организм человека многократно возрастает риск возникновения рака легких. Поэтому в настоящее время именно радон, этот газ, не имеющий ни запаха, ни цвета, ни вкуса, в 7,5 раз тяжелее воздуха, привлекает наибольшее внимание во всем мире в связи с проблемой качества воздушной среды в жилище. Именно он способен сделать любую квартиру или дом зоной повышенной опасности. Радон может просачиваться из земной коры или высвобождаться из строительных и отделочных материалов. Основную часть дозы облучения от радона человек получает в закрытом, непрветриваемом помещении.

По данным исследований, проведенных Всемирной Организацией Здравоохранения, оказалось, что радон-222 дает, примерно 50-55% от всей дозы облучения естественных радионуклидов, которое ежегодно получает каждый житель Земли. В связи с этим, определение объемной активности (ОА) радона является одной из актуальных задач. Кроме того, изучение вариаций концентрации радона в подземном помещении и глубинных скважных водах может привести к выявлению радоновых предвестников землетрясений.

Целью работы являлось создание радонметра на основе поверхностно-барьерных детекторов большого диаметра для непрерывного (экспрессного) контроля ОА радона в атмосферном воздухе, воде, почве и материалах.

На рис. 1 показан радиометр [1].



Рис.1. Общий вид радонметра.

Технические данные.

Диапазон измерения ОА радона-222, Бк·м⁻³, от 20 до 2.0·10⁴.

Рабочие условия эксплуатации:

- температура окружающего воздуха, °С, от +5 до +35;

- питание радиометра осуществляется от автономного источника постоянного тока, в качестве которого используются аккумулятор.

Радиометр выполнен в виде носимого прибора с автономным питанием. Основными его узлами являются:

- измерительная камера с фильтром и кремниевых ПБД больших размеров;
- зарядочувствительный преусилитель;
- спектрометрический усилитель и схема выделения полезной информации;
- измеритель температуры и влажности;

- блок управления, индикации и сопряжения с персональным компьютером;
- сетевой блок зарядного устройства для аккумулятора.

Установка предназначена для геофизических исследований и прогнозирования землетрясений. Применяется для автоматизированных непрерывных и экспресс измерений объемной активности (ОА) радона-222 и торона-220 в воздухе, воде, почве и материале. Радиометр выполнен в виде носимого прибора с автономным питанием. На рис.2. показано изменение концентрации радона в сейсмологических станциях г.Ташкента, измеренной в течении четырех месяцев на радоннометре RR-3s.



Рис.2. График изменения ОА радона в почве.

Таким образом, наши исследования показывает, что установка не только определяет содержание ОА радон-222, а также быть успешно использована для непрерывных наблюдений содержания ОА радона.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Патент РУз IAP 2011 № 0085 /Мунинов Р.А., Раджапов С.А., Лутпуллаев С.Л., Пиндюрин Ю.С., Хусамидинов С.С., Юткин С.В. «Устройства для измерения объемной активности радона в воздухе».

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ $pSi-n(Si_2)_{1-x}(GaP)_x$ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

А.Саидов¹, Д.Сапаров¹, А.Раззаков²

¹Ташкент, 100084, Узбекистан,

Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз, г.Ташкентул.Бодомзор йули 2^Б

E-mail: dada@uzsci.net

²Ургенчский гос. университет,

г.Ургенч, ул. Хаида Алимджана, 14.

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена исследованию вольтамперной характеристики $pSi-n(Si_2)_{1-x}(GaP)_x$ гетероструктур при различных температурах. Обнаружено, что $pSi-n(Si_2)_{1-x}(GaP)_x$ гетероструктуры имеют стабильную вольтамперную характеристику в интервале температуры от 20°C до 160°C. Это объясняется образованием глубоких энергетических уровней изовалентными примесями. Из температурной зависимости вольтамперной характеристики вычислены энергетические уровни, которые составляют 0,142 и 0,34 эВ, образованные изовалентными примесями.

Ключевые слова: гетероструктуры, изовалентные примеси, вольтамперная характеристика.

Введение

Одним из основных характеристик полупроводниковых приборов является их устойчивое функционирование при изменении температуры окружающей среды и сохранение основных параметров в определенном интервале температур.

При измерениях вольтамперной характеристики (ВАХ) $pSi-n(Si_2)_{1-x}(GaP)_x$ гетероструктуры, при различных температурах, была обнаружена слабая зависимость ее от температуры. В интервале температур от 20°C до 160°C, форма ВАХ гетероструктуры изменяется незначительно, что свидетельствует о хорошей термической стабильности $p-n$ перехода. Это явление, по-видимому, связано особенностями образования твердого раствора $(Si_2)_{1-x}(GaP)_x$. При образовании твердого раствора замещения $(Si_2)_{1-x}(GaP)_x$ либо два атома кремния Si_2 замещают молекулу GaP в кристаллической решетке фосфида галлия, либо молекула GaP замещает молекулу кремния Si_2 в кристаллической решетке кремния. В обоих случаях инородная молекула является изовалентной примесью, дающей глубокий энергетический уровень в запрещенной зоне базового материала. Существование изовалентных примесей в полупроводниковых структурах приводит к целому ряду особенностей их электрических характеристик, которые представляют практический интерес в связи с возможностью использования таких структур в микро- и нанoeлектронике. В этом направлении перспективным представляется использование эффектов, обусловленных действием фото- и токовой модуляции заряда примесных центров в полупроводниковых структурах, приводящих к линейным и сублинейным токовым характеристикам.

Экспериментальная часть

В данной работе приводятся результаты исследований ВАХ $pSi-n(Si_2)_{1-x}(GaP)_x$ гетероструктур при различных температурах. Эпитаксиальные слои $n(Si_2)_{1-x}(GaP)_x$ были выращены по технологии, описанной в работе [Амин и др. 2001]. Подложками служили кремниевые шайбы диаметром 20 мм и толщиной ~ 350 мкм, вырезанные из монокристаллического кремния p -типа проводимости с ориентацией (111) и с удельным сопротивлением 0,5 Ом·см. Рост эпитаксиального слоя осуществлялся из ограниченного объема оловянного раствора-расплава в атмосфере очищенного палладием водорода. Состав раствора-расплава был выбран на основе предварительных исследований системы Sn-Si-GaP. Выращивание эпитаксиальных слоев проводилось в температурном интервале 960°C - 850°C, со скоростью охлаждения - 1 град/мин. Выращенные пленки имели n -тип проводимости и толщину 15–20 мкм.

Для исследования ВАХ, создавались омические контакты к гетероструктуре, методом вакуумного напыления серебра – сплошные с тыльной стороны и четырехугольные, с площадью 6 мм², со стороны эпитаксиального слоя. ВАХ снимались в прямом и обратном направлениях при различных температурах (рис. 1). В диапазоне напряжений от 0 до 3 В, в прямом направлении ВАХ не наблюдается насыщение тока при всех температурах, что свидетельствует о низкой плотности поверхностных состояний.

Анализ полученных данных

Как известно, в биполярных p -структурах обычно не рассматриваются уравнения для переноса электронов и дырок отдельно, а получают уравнение, описывающее так называемый амбиполярный перенос свободных носителей в базе p -структуры путем математических преобразований [Адирович и др. 1978]:

$$D_a \frac{d^2 p}{dx^2} - v_a \frac{dp}{dx} - u = 0 \quad (1)$$

Здесь D_a - амбиполярный коэффициент диффузии, который равен

$$D_a = D_p \frac{2b(\gamma + 1)}{b(\gamma + b + 1)}, \quad (2)$$

v_a - это амбиполярная скорость дрейфа, которая в общем случае определяется выражением

$$v_a = \frac{\mu_a}{(b\gamma + b + 1)p} \left\{ N_d - \left[\frac{dE}{dx} - p \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right) \right] + N_t^+ - p \frac{\partial}{\partial p} (N_t^+) \right\} E_J, \quad (3)$$

где $E_J = \frac{J}{q\mu_p(b\gamma + b + 1)p}$ - электрическое поле в базе, $\gamma = N_t / p_{1t}$ - фактор прилипания,

N_t - полная концентрация центров прилипания, N_t^+ - количество центров прилипания, захвативших дырку, $p_{1t} = N_v \exp(-\Delta E_t / kT)$ - статистический фактор Шокли-Рида для уровня центров прилипания, $\Delta E_t = E_v - E_t$ - энергия активации уровня центров прилипания E_t ,

$\mu_a = \mu_n / (b\gamma + b + 1)$ - амбиполярная подвижность, u - скорость рекомбинации неравновесных носителей, если она подчиняется статистике Шокли-Рида, τ - время жизни неосновных носителей (в нашем случае – дырок), $b = \mu_n / \mu_p$ - отношения подвижности электронов и дырок .

В нашем случае размытия примесного уровня, амбиполярная скорость дрейфа примет вид.

$$v_a = \frac{Jp^{-\alpha kT}}{qb\gamma} \quad (4)$$

где J -плотность тока, $1/\alpha$ – «характеристическая» энергия, определяющая полуширину полосы размытия примесного уровня. Если $\gamma = 1$ при $\alpha kT > 2$ и $\gamma = \alpha kT$ при $\alpha kT < 1$ [8], то из (4) следует, что в таком случае амбиполярная скорость дрейфа зависит не только от плотности тока, но и от концентрации неравновесных носителей.

Решая уравнение (1) с учетом (2) мы получим выражение температурно – независимой ВАХ в виде

$$J = J_0 e^{AqV} \quad (5)$$

где $A = 2\alpha$, здесь параметр « A » можно вычислить по формуле $A = \frac{\ln(J_2/J_1)}{q(V_2 - V_1)}$, q -элементарный заряд, V – напряжение. I_1 и I_2 - плотности тока, V_1 и V_2 -напряжения соответствующие экспоненциальной участку ВАХ.

Анализ прямой ветви ВАХ показывает, что зависимость тока от напряжения можно экстраполировать по степенной зависимости типа $I = AV^m$, с разными значениями показателя степени m и экспоненциальной зависимости. Начальный участок от 0,2 В до 0,75 В представляет степенной участок с показателем m , который уменьшается от 1,65 до 1,12 с ростом температуры (рис. 1).

С ростом приложенного напряжения степенная зависимость сменяется на экспоненциальную, в котором зависимость тока от напряжения подчиняется закону (5). Далее за степенной зависимостью наблюдается экспоненциальный участок в интервале напряжений от 1В до 1,7В, (рис. 2).

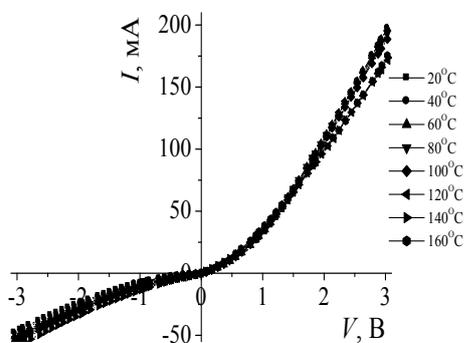


Рис.1 Вольтамперная характеристика pSi-n(Si₂)_{1-x}(GaP)_x гетероструктуры при различных температурах.

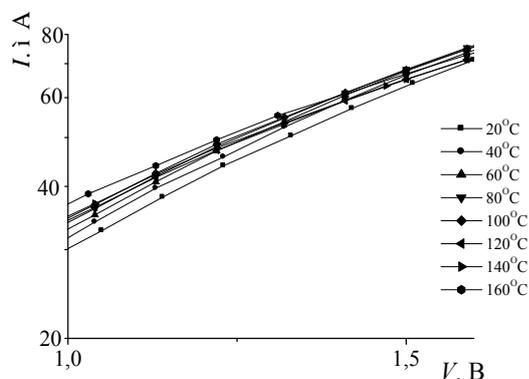


Рис.2. Вольтамперная характеристика pSi-n(Si₂)_{1-x}(GaP)_x гетероструктур в полупологарифмическом масштабе.

На экспоненциальном участке параметр $A_1 = 8,75 \cdot 10^{19}$, полуширина полосы размытия примесного уровня $1/\alpha = 0,142$ эВ. Эти полученные данные, по-видимому, свидетельствуют об образовании глубокого энергетического уровня в запрещенной зоне n(Si₂)_{1-x}(GaP)_x. Эти параметры и «характеристическая» энергия не меняется во всем интервале температуры от 20°C до 160°C. Значения предэкспоненциального множителя I_0 переведены в таб.1.

Таблица 1. Значения предэкспоненциального множителя – I_0 при различных температурах.

t, °C	20 °C	40 °C	60 °C	80 °C	100 °C	120 °C	140 °C	160 °C
I_{01} (mA)	7.62	1.15	7.2	8.29	8.29	9.84	8.88	10.1

Заклучение

Таким образом, результаты исследований ВАХ показывают, что $p\text{Si}-n(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaP})_x$ гетероструктуры стабильно сохраняет параметры в интервале температуры от 20°C до 160 °C. При этом, значения «характеристической» энергии, определенные по ВАХ, составляют 0,142 эВ.

ССЫЛКИ:

[1] A.S. Saidov, A.Sh. Razzakov, V.A. Risaeva, E.A. Koschanov. Materials chemistry and physics., 68, 1 (2001). [2] Адирович Э.И., Карагеоргий-Алкалаев П.М., Лейдерман А.Ю. Токи двойной инжекции в полупроводниках. М., Сов. Радио, 1978, 320 с.

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ОБРАБОТОК НА СВОЙСТВА КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО ГОЛЬМИЕМ

Ш.Б. Утамурадова, С.Хакимжонов

Национальный университет Узбекистана

E-mail: sh-utamuradova@yandex.ru

Аннотация. Методами нестационарной емкостной спектроскопии исследовано влияние термических обработок на свойства кремния с примесью гольмия. Установлено, что атомы гольмия, введенные в Si при выращивании, не образуют глубоких уровней в запрещенной зоне кремния. Показано, что высокотемпературные обработки в интервале 900-1200°C с последующей резкой закалкой образцов n-Si<Ho> приводят к активации атомов гольмия с образованием глубокого уровня $E_v+0,32$ эВ. В образцах n-Si<Ho> наблюдается также новый ГУ $E_c-0,30$ эВ, который отличается термической нестабильностью и образование или отжиг его сопровождаются синхронными изменениями концентрации уровня гольмия.

Ключевые слова. Кремний, гольмий, глубокие уровни, емкостная спектроскопия, легирование при выращивании, высокотемпературная обработка.

В связи с поисками полупроводниковых материалов с повышенной термостабильностью и радиационной стойкостью, свойства кремния, легированного редкоземельными элементами (РЗЭ), вызывают большой интерес исследователей и в настоящее время. Известно, что РЗЭ склонны к комплексообразованию и при введении в кремний в процессе выращивания находятся в его решетке в электрически неактивном состоянии [1-6].

Целью данной работы является изучение процессов дефектообразования в кремнии с примесью гольмия - одного из РЗЭ, введенного в Si при выращивании.

Для экспериментов использовался n-Si, легированный гольмием в процессе выращивания из расплава, удельное сопротивление ρ составляло 10÷100 Ом·см, ориентация – в направлении <111>. Исследования проводились с помощью нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS). Методика изготовления диодных структур, измерения и обработки спектров DLTS детально описана нами в работе [7]. Измерения спектров DLTS образцов n-Si<Ho> показали, что атомы гольмия, введенные при выращивании, не образуют глубоких уровней (ГУ) в запрещенной зоне кремния, то есть они электронейтральны.

С целью выяснения возможности активации атомов гольмия путем высокотемпературных обработок (ВТО) нами проводились различные термообработки в интервале 900-1200°C образцов n-Si, легированного гольмием при выращивании. Пластины n-Si<Ho> перед термообработкой подвергались тщательной кислотно-перекисной отмывке (образцы группы I) [7]. Отжиг проводился в кварцевых лодочках в трубе на воздухе.

На рисунке (кривая 1) приведен спектр DLTS образца, подвергнутого высокотемпературной обработке (ВТО) при 1200°C в течение 1 часа с последующей резкой закалкой (образцы группы I). Спектры измерены в режиме постоянного напряжения путем однократного сканирования [7]. Анализ измеренных спектров DLTS показывает, что ВТО образцов n-Si<Ho> приводит к образованию известных дефектов термообработки с уровнем $E_c-0,23$ эВ (пик А) [6] и активации атомов Ho с образованием ГУ с $E_v+0,32$ эВ (пик С).

Следует отметить, что в некоторых образцах недостаточная очистка поверхности образцов n-Si<Ho> перед ВТО (образцы группы II) приводит к появлению нового ГУ $E_c-0,30$ эВ в заметной

концентрации. Сопоставление спектров DLTS образцов, прошедших термообработку в интервале 900-1200⁰С (рисунок, кривая 2, пики А и В) показало, что эффективность образования уровня $E_c-0.30$ эВ зависит от температуры обработки и степени очистки поверхности перед ВТО. Установлено, что появление этого ГУ происходит синхронно с отжигом уровня гольмия $E_v+0.32$ эВ (кривая 2, пик С).

Как известно, процесс эксплуатации полупроводниковых приборов сопровождается их нагревом до 100⁰С, а иногда до 200⁰С. В связи с этим интересно было исследовать влияние низкотемпературных обработок (НТО) на свойства глубоких уровней в кремнии, легированном гольмием.

Изохронный и изотермический отжиги образцов n-Si<Ho> производились в интервале температур 100-400⁰С на воздухе с последующим охлаждением в воде. До и после каждого цикла отжига определялись концентрации и параметры каждого глубокого уровня в отдельности.

Измерения спектров DLTS показали, что низкотемпературная обработка (НТО) при $T=100-400^0\text{C}$ не приводит к заметному изменению параметров ГУ и их концентрации в образцах Si, легированного гольмием при выращивании. Аналогичная обработка образцов n-Si<Ho>, прошедших ВТО, приводит к трансформации энергетического спектра глубоких уровней: как видно из рисунка (кривая 3, пики В и С), концентрация уровня $E_c-0.30$ эВ, стимулированного ВТО, в результате НТО при 250⁰С в течение 1 ч. заметно уменьшается и с дальнейшим ростом длительности обработки он полностью отжигается. Анализ спектров DLTS и ФЕ показал, что отжиг ГУ $E_c-0.30$ эВ сопровождается увеличением концентрации уровней $E_v+0.32$ эВ ($\Delta N_{E_c-0.30} \approx \Delta N_{E_v+0.32}$).

Параметры ГУ $E_c-0.30$ эВ и изменение его концентрации по мере НТО подобны поведению комплекса Fe-Au, о котором сообщалось в [9]. Дополнительным аргументом в пользу идентификации центра с уровнем $E_c-0.30$ эВ как комплекса Fe-Ho, может явиться также и тот факт, что эффективность его образования зависит от температуры ВТО и степени очистки образцов перед термообработкой. Весьма вероятно, что источником железа является недостаточно очищенная перед ВТО поверхность образцов n-Si<Ho>. Возможно также, что атомы железа попали в кремний в процессе выращивания и при последующем медленном охлаждении перешли в неактивное состояние, а ВТО при 1200⁰С активировала эти атомы, чем и может быть обусловлено образование глубокого уровня $E_c-0.30$ эВ. Предположение о связи этого ГУ с примесной парой Fe-Ho подкрепляется также и синхронными изменениями концентрации уровней $E_v+0.32$ эВ: эти изменения почти равны и противоположны изменениям концентрации ГУ $E_c-0.30$ эВ.

Таким образом, формирование предполагаемого комплекса Fe-Ho приводит к уменьшению концентрации атомов железа в электроактивном состоянии и наоборот, распад комплекса Fe-Ho при температурах $T>200^0\text{C}$ приводит к соответствующему увеличению концентрации уровней гольмия.

Для проверки сделанных выше предположений проводились эксперименты со специальным легированием образцов n-Si<Ho> железом. Легирование проводилось в интервале температур 900-1200⁰С в течение 0.5-20 часов в открытой трубе на воздухе из напыленного слоя железа с последующей резкой закалкой.

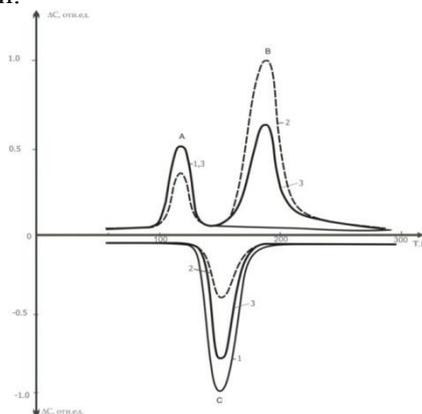


Рисунок: Типичные спектры DLTS образцов n-Si<La> после ВТО 1200⁰С (кривые 1 и 2) и ВТО + НТО (кривая 3). кривая 1- образцы группы I; кривая 2 – образцы группы II.

Результаты емкостных измерений показали, что в этих образцах также наблюдается ГУ $E_c-0.30$ эВ, причем эффективность его образования увеличивается с ростом температуры диффузии Fe в Si и значительно выше, чем в образцах n-Si<Ho> +ВТО при одинаковой температуре обработки.

Кинетика отжига уровня $E_c-0,30$ эВ, введенного в n-Si<Ho> как путем диффузии железа, так и путем ВТО, одинакова. Эти результаты подтверждают предположение о связи ГУ $E_c-0,30$ эВ с примесной парой гольмия с железом в кремнии.

Таким образом, анализ полученных результатов показывает, что ВТО в интервале 900-1200°C с последующей резкой закалкой образцов Si, легированных Ho при выращивании приводит к активации атомов гольмия с образованием глубокого уровня $E_v+0,32$ эВ. В образцах n-Si<Ho> наблюдается также новый ГУ $E_c-0,30$ эВ, который отличается термической нестабильностью и образование или отжиг его сопровождаются синхронными изменениями концентрации уровня гольмия.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Воронкова Г.И., Иглицын М.И., Салманов А.Р. Энергетические уровни в термообработанном кремнии, легированном самарием. – ФТП, 1975, т.9, в.3, с.499-502. [2] Неймаш В.Б., Соснин М.Г., Шаховцов В.И. и др. Дефектообразование в n- кремнии с примесью гадолиния.- ФТП, 1981, т.15, в.4, с.786-788. [3] Талипов Ф.М. Влияние иттербия на радиационное дефектообразование в кремнии. – ФТП, 1997, т.31, в.6, с.728-729. [4] Назиров Д.Э. Диффузия европия в кремнии. – ФТП, 2003, т.37, в.5, с.570-571. [5] Соболев Н.А. Кремний, легированный эрбием – новый полупроводниковый материал для оптоэлектроники. – Рос.хим.журнал, 2001, т.XLV, № 5-6, с. 95-101. [6] Далиев Х.С., Утамурадова Ш.Б., Акбаров А.Ж. Влияние термической обработки на образование центров с глубокими уровнями в кремнии, легированном европием или лантаном. – Неорганические материалы, 2001, т.37, № 5, с.527-529. [7] Утамурадова Ш.Б. Исследование электронного спектра глубоких уровней в кремнии, легированном марганцем. Канд.дисс., Л., 1987, 148 с.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОДЛОЖКИ И СОСТАВА СПЛАВА НА СТРУКТУРНЫЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК SNSE ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ХИМИЧЕСКОГО МОЛЕКУЛЯРНО ПУЧКОВОГО ОСАЖДЕНИЯ

К.М. Кучкаров, Т.М. Разыков, Б.А. Эргашев, Р.Т. Йулдошов.

Физико-технический институт НПО «Физика- Солнце» АН РУз.

Ташкент, 100084, Узбекистан,

E-mail: kudrat@uzsci.net

Методом химически молекулярно-пучкового осаждения (ХМПО) были получены пленки SnSe из соединения Sn и Se как стехиометрического состава, так и обогащённого оловом. Исследовано влияние температуры подложки и состава соединения на морфологические и электрические свойства пленок в зависимости от состава исходных компонент. На основе представленных изображений сканирующего электронного микроскопа и анализа элементного состава полученных пленок, выявлено, что в процессе синтеза при низких температурах подложки, происходит обогащение селеном, несмотря на различные составы компонент SnSe. При этом размеры зерен пленок меняются в пределах 8-20 мкм в зависимости от температуры подложки. Кроме того, рентгеноструктурный анализ образцов показали, что пленки имеют кристаллическую (орторомбическую) структуру.

Ключевые слова: SnSe, ХМПО, СЭМ, пленки, полупроводник.

В настоящее время тонкопленочные солнечные элементы на основе CdTe и Cu(In, Ga)Se₂ являются одними из наиболее подходящих материалов для широкомасштабного использования благодаря их основным свойствам. Эти материалы имеют оптимальную ширину запрещенной зоны при комнатной температуре $E_g \sim 1,5$ эВ для CdTe и 0,9- 1,7 эВ для Cu(In, Ga)Se₂, а также охватывают весь спектр инфракрасной и видимой области солнечного света, и имеют высокий коэффициент поглощения ($\sim 10^4 - 10^5$ см⁻¹), при котором падающий солнечный свет поглощается в глубине несколько микронов. Это значительно уменьшает расход материала по сравнению с кремниевыми солнечными элементами.

В последнее время эффективности тонкопленочных солнечных элементов значительно увеличились. Лидирующими компаниями в этой области являются FirstSolar и SolarFrontier (JPN), получившие самые высокие значения эффективности солнечных элементов на основе CdTe и Cu(In,

Ga)Se₂ в лабораторных условиях - 22,1% [1] и 22,6% [2], а в модулях 16,1% и 16% соответственно, которая достигнута специалистами FirstSolar (США), SolarFrontier (Япония).

Халькогенидные тонкопленочные солнечные элементы значительно снижают затраты на производство солнечной энергии. Недавно, FirstSolar объявила о том, что стоимость электроэнергии, производимой ее солнечными панелями на основе CdTe, составила \$ 0.57/Вт в 2015 году и в будущем компания намеревается снизить стоимость энергии до 0.35/ Вт [3]. Хотя тонкопленочные материалы для солнечных панелей имеют очевидные потенциальные преимущества, включая низкую стоимость, они также имеют ряд известных недостатков. Основные проблемы связаны с элементами In и Ga, и в отдельности.

На сегодняшний день для достижения высокой эффективности тонкопленочных солнечных элементов разрабатываются и исследуются новые структуры: SnSe, SbSe и Cu₂SnS₃. Элементы входящие в состав этих структур также имеют низкую себестоимость и не токсичные. Эти новые материалы являются привлекательными материалами и имеют такие же свойства как Cu(In, Ga)Se₂, так как их ширина запрещенной зоны лежит в диапазоне 0.87-1.23 эВ [4,5,6]. Первая попытка получения пленочных солнечных элементов на их основе дала результат эффективности 4-6% [5]. В настоящее время исследователи работают над увеличением эффективности таких солнечных элементов.

В данной работе были изучены влияния температуры подложки и состава соединения на структурные, морфологические и электрические свойства пленок олова селенида полученных методом химически молекулярно-пучкового осаждения (ХМПО).

Плѐнки SnSe были изготовлены методом ХМПО при атмосферном давлении в потоке водорода. В качестве исходного материала были использованы соединения SnSe с процентными соотношениями: 1) Sn-50% и Se -50% 2) Sn- 50,7% и Se -49,3%. Бинарные соединения SnSe были изготовлены следующим образом: отдельные элементы полупроводниковой чистоты Sn и Se были помещены в кварцевые ампулы, в которых был создан высокий вакуум. Затем, для создания соединений SnSe кварцевые ампулы загружались в муфельную печьку и нагревались до 880⁰С в течение 72 часов. После термического отжига температура муфельной печи медленно снижалась до комнатной температуре со скоростью 50 град./ч. Извлеченные из муфельной печи кварцевые ампулы моментально охлаждались в ледяной воде. Чтобы проверить были ли получены соединения SnSe провели рентгеноструктурный анализ методом рентгеновской дифракции лучей. Результаты рентгеноструктурного анализа показывают, что соединения SnSe имеют орторомбическую кристаллическую структуру.

Синтез пленок бинарного соединения SnSe производился по методике, описанной в работе [7]. В контейнеры загружались соединения SnSe (обогащенный Sn) и стехиометрического состава. Далее систему приводили в рабочее состояние и продували водородом с целью удаления из нее атмосферных загрязняющих газов. Затем была включена наружная печь реакционной камеры. Уровень нагрева определяется задаваемыми температурами осаждения. По достижению требуемого уровня нагрева подложки, включается печь индивидуального нагрева компонент A₄B₆ и довели ее до требуемой температуры испарения. Температурный интервал испарений для выращивания пленок находится в пределах 850⁰С -950⁰С, а температура подложки варьировалась в интервале 450⁰С - 600⁰С. Поток газа носителя водорода составлял ~ 20 см³/мин. Длительность процесса осаждения зависит от требуемой толщины пленок и находится в интервале от 30 до 60 мин.

Все пленки были осаждены на стеклянные подложки при температурах подложки 450° 500° и 550° С.

Рентгеновские исследования образцов выполнялись на рентгеновской дифрактометре «PanalyticalEmpyrean» оснащенной Cu трубкой (K_a1= 1.5406 Å). Измерения проводились при комнатной температуре в интервале углов 2θ, в диапазоне от 20° до 80° в режиме пошагового сканирования с шагом 0.02 градуса и временем накопления сигнала в точке 5с. Морфологические исследования проводились с помощью сканирующего электронного микроскопа SEM - EVO MA 10, а составы пленок определялись с помощью энерго-дисперсионного элементного анализатора марки EDX (OxfordInstrument) – AztecEnergyAdvanced X-act SDD.

Методом вакуумного напыления на свежесаженные пленки наносили омические контакты для проведения электрических измерений. В качестве омического контакта к пленкам дырочной проводимости использовали серебро, серебряную пасту, а к пленкам электронной проводимости - индий или сплав индий-галлий. Тип проводимости образцов определялся по знаку термо-ЭДС.

Толщину пленок (до 2-3 мкм) определяли на микроинтерферометре МИИ-4, а также методом прецизионного микровзвешивания на весах FA 120 4С (с точностью 0,1 мг). После получения омических контактов были измерены темновые вольтамперные характеристики пленок. Анализ «темновой» ВАХ пленок SnSe показал, что все образцы имели «омичность», т.е. не обнаруживали выпрямления в интервале измеряемых напряжений ($U=0,01-2$ В).

Как видно из рисунка 1(а) осажденные пленки из соединения SnSe (обогащенный Sn) при температурах подложки 450° и 500° С имеют состав близкий к стехиометрическому, а при 550° С – обогащены Sn. Пленки в рисунке 1(б), полученные из соединения SnSe стехиометрического состава при различных температурах, обогащены Se. Это объясняется тем, что с увеличением температуры подложки повышается градиентная температура реактора, впоследствии увеличивается способность атомов Sn достигать подложки и приводит к обогащению Sn осаждаемых пленок. Это явление описано более подробно в статье [8].

Рентгеноструктурный анализ для образцов, полученных из соединения SnSe (обогащенный Sn) при 450° и 500° С показывает наличие интенсивного пика при $2\theta = 31.02^\circ$, который соответствует кристаллографической ориентации (400) (Рис.2.). Наблюдались слабые пики при $2\theta = 15.36^\circ$, 25.3° , 30.41° , 37.95° , 43.25° , 47.25° и 64.67° , соответствующие кристаллографической ориентации (200), (201), (111), (410), (411), (600) и (800) для пленок, полученных при 450° и 500° С соответственно (Рис.2.). Как видно из рисунка 2, интенсивности рентгеновских пиков соответствующих кристаллографической ориентации (201), (111) и (410) для образцов, осажденных при низкой температуре значительно увеличивались. Это может быть связано с различной толщиной пленок SnSe. Дифракции рентгеновских лучей для пленок, полученных при температуре подложки 550° С имеют максимальный пик при $2\theta = 30.44^\circ$, который соответствует кристаллографической оси (111). Также наблюдались слабые пики при $2\theta = 21.42^\circ$, 25.3° , 29.41° , 31.06° , 37.76° , 43.38° , 49.67° и 64.75° соответствующие кристаллографической ориентации (101), (201), (011), (400), (410), (020), (511) и (800). Пленки, осажденные при температурах 450° и 500° С, были выращены параллельно осаждаемым подложкам, а при температуре 550° – перпендикулярно.

В рисунке 3. приведены спектры дифракции рентгеновских лучей для образцов, полученных из соединений SnSe стехиометрического состава при различных температурах подложки. Для всех пленок наблюдался интенсивный пик при $2\theta=31.02^\circ$, который соответствует кристаллографической ориентации (400). Также имелись слабые пики при $2\theta = 15.44^\circ$, 30.41° , 47.42° и 64.82° которые соответствуют кристаллографической ориентации (200), (111), (600) и (800).

При сопоставлении спектров рентгеновских лучей для всех образцов с базой данных (Ref. Pattern: TinSelenide, 01-089-0233) было выявлено, что все пленки имеют орторомбическую структуру.

Параметры кристаллической решетки для всех образцов были вычислены следующей формулой:

$$\frac{1}{d^2} = \frac{h^2}{a^2} + \frac{k^2}{b^2} + \frac{l^2}{c^2}, \quad (1)$$

где d – расстояние между плоскостями, h, k, l – индексы Миллера. Параметры постоянной решетки для пленок, осажденных из соединений SnSe (обогащенный Sn) и стехиометрического состава при различных температурах подложки имеют следующие значения: $a = 11.52 \text{ \AA}$, $b = 4.16 \text{ \AA}$, $c = 4.43 \text{ \AA}$ и $a = 11.48 \text{ \AA}$, $b = 4.17 \text{ \AA}$, $c = 4.39 \text{ \AA}$ соответственно. Эти значения соответствуют со значениями в базе данных для SnSe орторомбической структуры Ref. Pattern: TinSelenide, 01-089-0233. Структурные параметры всех пленок представлены в таблице 1.

В рисунке 4 показаны снимки СЭМ для всех образцов, осажденных из соединения SnSe (обогащенный Sn) и стехиометрического состава при различных температурах подложки. Микрокристаллы для всех пленок SnSe равномерно распределены по поверхности подложки. Как видно из рисунка 4, микроструктура (форма и размер зерен) образцов зависит от температуры подложки и состава соединения. При увеличении температуры подложки форма зерен пленок, осажденных из соединения SnSe (обогащенный Sn) изменяются, а размеры зерен заметно не изменились и наоборот для образцов, полученных из соединения SnSe стехиометрического состава, формы зерен сохраняли прежний вид, а размеры зерен увеличивались. Как видно из рисунка 4, формы зерен всех образцов, осажденных при температурах 450° , 500° и 550° С имели плоский вид, кроме пленок, полученных из соединения SnSe (обогащенный Sn) при температуре подложки 550° С, которые имеют форму параллелепипеда. Размеры зерен для всех образцов составляет 8-10 мкм и имеют поликристаллическую структуру, но размеры зерен пленок, осажденных из соединений SnSe стехио-

метрического состава при температуре подложки 550° С увеличились – 8-20мкм, а структура стала более плотноупакованная. Кроме того, при увеличении температуры подложки наблюдалось исчезновение вертикально осажденных зерен на поверхности всех пленок SnSe, в тоже время при температуре 550° С они совсем исчезли. Такие же результаты также наблюдались в работе [9,10].

Методом химически молекулярно-пучкового осаждения (ХМПО) были получены пленки SnSe из соединения SnSe (обогащённый Sn) и стехиометрического состава при различных температурах подложки. Были исследованы влияние температуры подложки и состава соединения на морфологических и структурных свойств пленок SnSe.

Результаты анализа дифракции рентгеновских лучей показали, что пленки, осажденные из соединения SnSe (обогащённый Sn) и стехиометрического состава имеют кристаллическую и орторомбическую структуру с постоянной решеткой: $a = 11.52\text{Å}$, $b = 4.16\text{Å}$, $c = 4.43\text{Å}$ и $a = 11.48\text{Å}$, $b = 4.17\text{Å}$, $c = 4.39\text{Å}$ соответственно.

Результаты анализа сканирующего электронного микроскопа с энерго-дисперсионным элементом анализатором и снимки сканирующего электронного микроскопа показали, что: 1) при низких температурах подложки пленки будут обогащены Se несмотря на состав соединений SnSe; 2) с увеличением температуры подложки инородные частицы исчезают с поверхности пленок SnSe и пленки будут иметь более плотноупакованную поликристаллическую структуру.

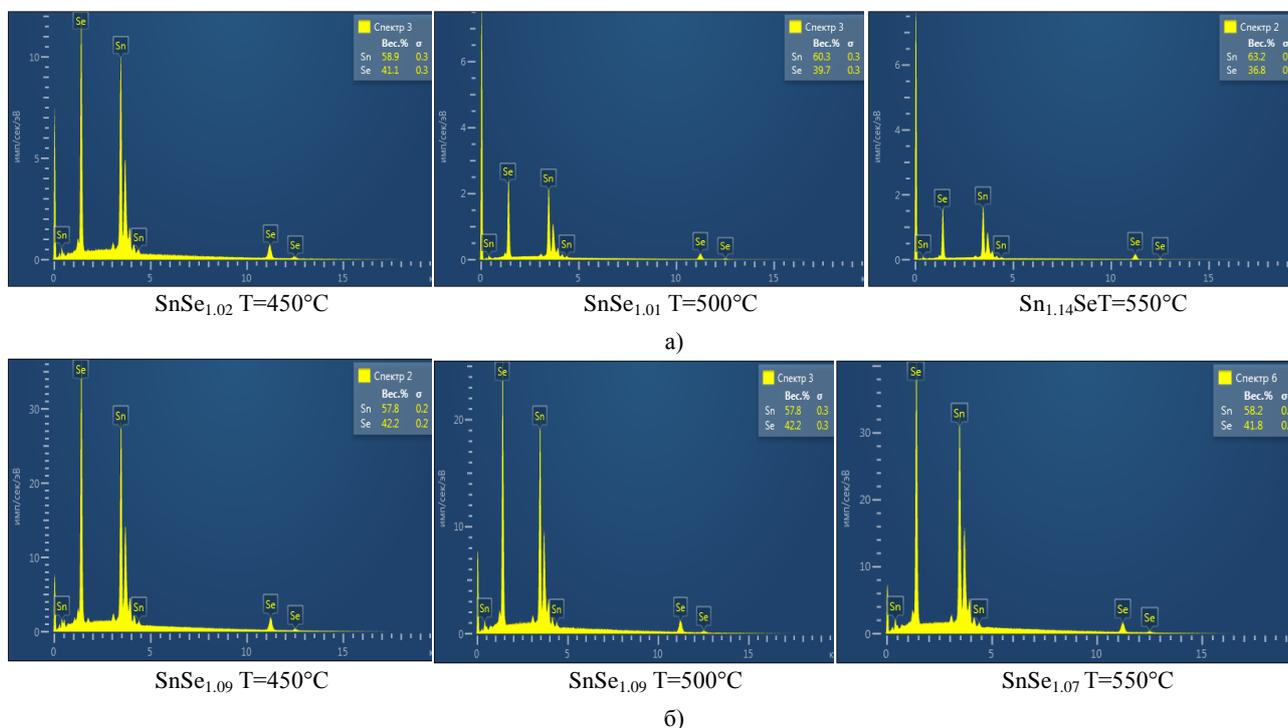


Рис.1. Снимки энерго-дисперсионного анализа для пленок SnSe: а) пленки, осажденные из соединения SnSe (Sn обогащенный); б) пленки, осажденные из соединения SnSe (стехиометрический состав).

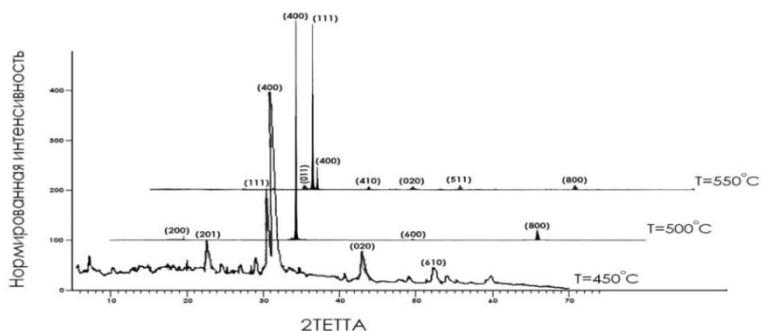


Рис. 2. Снимки рентгеновской дифракции лучей для пленок, осажденных из соединения SnSe (обогащённым Sn) при различных температурах подложки.

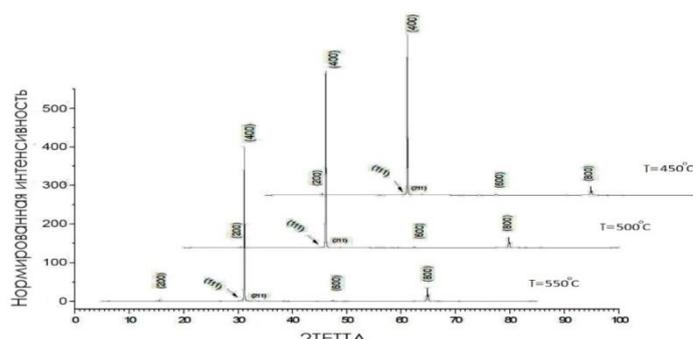


Рис. 3. Снимки рентгеновской дифракции лучей для пленок, осажденных из соединения SnSe (стехиометрического состава) при различных температурах подложки.

Таблица 1. Структурные параметры пленок SnSe.

T _n (°C)	Пленки, осажденные из соединения SnSe (Sn обогащенный)					Пленки, осажденные из соединения SnSe (стехиометрический состав)				
	Состав пленок	2ТЕТТ А	(h k l)	Размер зерен (Å)	d (Å)	Состав пленок	2ТЕТТ А	(h k l)	Размер зерен (Å)	d (Å)
450		25.3	(2 0 1)	28120	3.72	SnSe _{1.09}	15.44	(2 0 0)	28165	5.74
		30.41	(1 1 1)	28765	2.93		30.47	(1 1 1)	1270	2.93
		31.02	(4 0 0)	1959	2.88		31.11	(4 0 0)	28972	2.87
		37.95	(0 2 0)	1523	1.92		47.42	(6 0 0)	4351	1.92
		43.25	(6 1 0)	837	1.44		64.82	(8 0 0)	1367	1.44
		64.64	(8 0 0)	694	1.23					
500	SnSe _{1.01}	15.38	(2 0 0)	28163	5.76	SnSe _{1.09}	15.45	(2 0 0)	28166	5.73
		30.43	(1 1 1)	28924	2.93		30.46	(1 1 1)	1099	2.93
		31.03	(4 0 0)	1959	2.88		31.10	(4 0 0)	28970	2.87
		47.31	(6 0 0)	821	1.92		47.39	(6 0 0)	2858	1.92
		64.68	(8 0 0)	594	1.44		64.78	(8 0 0)	1046	1.44
550	SnSe _{0.87}	21.42	(1 0 1)	882	4.15	SnSe _{1.07}	15.44	(2 0 0)	28165	5.73
		25.3	(2 0 1)	820	3.52		30.48	(1 1 1)	12776	2.93
		29.41	(0 1 1)	1961	3.03		31.11	(4 0 0)	28972	2.87
		30.44	(1 1 1)	28925	2.93		47.40	(6 0 0)	30481	1.92
		31.06	(4 0 0)	28968	2.88		64.79	(8 0 0)	1233	1.44
		37.76	(4 1 0)	1850	2.38					
		43.38	(0 2 0)	264	2.08					
		49.67	(5 1 1)	1494	1.83					
		64.75	(8 0 0)	687	1.44					

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1]<https://www.greentechmedia.com>[2]<http://www.eupvsec-planner.com>[3]<https://cleantechnica.com>[4] Jianmin Li, Cong Xue, Yaguang Wang, Guoshun Jiang, Weifeng Liu, Changfei Zhu. [Cu₂SnS₃ solar cells fabricated by chemical bath deposition–annealing of SnS/Cu stacked layers](#). Solar Energy Materials and Solar Cells, Volume 144, January 2016, Pages 281-288. [5] Mitsutaro Umehara, Yasuhiko Takeda, Shin Tajima, Tomoyoshi Motohiro, Takenobu Sakai and Ryosuke Maekawa. Improvement of red light response of Cu₂Sn_{1-x}Ge_xS₃ solar cells by optimization of CdS buffer layers. JOURNAL OF APPLIED PHYSICS 118, 154502 (2015)[6] Vasudeva Reddy Minnam Reddy, Sreedevi Gedi, et. al.Perspectives on SnSe-based thin film solar cells: a comprehensive review. Journal of Materials Science: Materials in Electronics June 2016, Volume 27, Issue 6,pp 5491-5508. [7] T. M. Razykov . Chemical molecular beam deposition of II-VI binary and ternary compound films in gas flow. Applied Surface Science, 1991, v.48/49, N1, p.p.89-92. [8] Т.М. Разыков, К.М.Кучкаров. Структура изменения пленок CdTe и CdSe при химическом молекулярно-пучковом осаждении. // Гелиотехника. 2004. №4. стр.63-67. [9] Nicolas D. Boscher, Claire J. et. al. Atmospheric pressure chemical vapour deposition of SnSe and SnSe₂ thin films on glass. Thin Solid Films 516 (2008) 4750–4757. [10] Deep Shikha, Vimal Mehta, Jeewan Sharma, et.al. Effect of deposition temperature on structural, optical and electrical properties of nanocrystalline SnSe thin films. JMaterSci: MaterElectron DOI 10.1007/s10854-016-5822-5 (2016).

ОБРАЗОВАНИЕ АНИОННЫХ ВАКАНСИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ КРИСТАЛЛОВ ОКСИДА ЦИНКА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

У.Шаропов¹, Б.Атабаев¹, Р.Джабберганов¹, М.Икромжон¹, М.Курбанов²

¹Ташкентский государственный технический университет им. И.А.Каримова

Ташкент, 100095, Узбекистан, ул. Университетская 2, тел:246-46-00

E-mail: tstu_info@tdtu.uz,

²Ургенчский государственный университет,

Ургенч, 111500, Узбекистан, Хорезмская область, ул. Хивинская 17, тел:556-22-01

E-mail: urdu_info@urdu.uz,

Аннотация

Исследованы и сравнены результаты, полученные методами спектроскопии полного тока при электронном облучении кристаллооксида цинка. Показано, что облучение кристаллов оксида цинка электронами с энергией $E < 120 \text{ эВ}$ приводит к накоплению отрицательного заряда на поверхности. Зарядка на поверхности образуется за счет захвата электронов на вакансии кислорода. Определено энергетический порог образования вакансии кислорода (4эВ) на поверхности ZnO.

Ключевые слова: метод спектроскопии полного тока, ZnO, вакансии кислорода, электронное облучение.

Введение

Явление вторично-электронной эмиссии [1-5] из диэлектрических мишеней и сопутствующий ей эффект зарядки под воздействием электронного облучения изучается в течение многих лет, однако ряда спектров этого многогранного явления все еще недоконца понятен и требует дальнейшего исследования. В наших работах по исследованию поверхностных состояний было обнаружено сильная зарядка поверхности оксидной пленки полупроводников и металлов (ZnO, SiO₂, CuO) при облучении низкоэнергетическими первичными электронами. Детальное изучение явления зарядки поверхности кристаллов ZnO при облучении электронами с энергией 1-600эВ методом спектроскопии полного тока позволит нам более детально понимать структуры электронных состояний природохимической связи на поверхности оксида цинка.

Подробное описание методик спектрометрии полного тока (ПТ) приводится в [6-8].

Результаты и их обсуждение

Полученные спектры ПТ монокристаллов ZnO приведены на рис.1. Из спектров ПТ можно сказать что, первичный пик при энергиях электронов 3,5эВ показывает начало отсчета кинетической энергии электронов и соответствует положению уровня вакуума на энергетической оси [8]. Так как первичный пик показывает нам работу выхода образца (3,5эВ), уровнем Ферми является начальная энергия электронов 0эВ, остальные пики спектра ПТ будут идентифицированы с вычитыванием энергии Ферми E_F из энергии первичных электронов E_p .

$$E = E_p - E_F$$

Таким образом, началом отсчета является уровень первичного пика в энергетической оси. Кривая 1 на рис.1 соответствует спектру ПТ оксида цинка перед очисткой. Как видно интенсивности пиков очень слабое, за счет рассеяния электронов в поликристаллическом решетке адсорбированного слоя. После очистки при температуре 600°C (кривая 2) в спектре ПТ наблюдается слабое формирование несколько пиков при энергиях возбуждения 2эВ, 4,5эВ, 6эВ, 8эВ, 11эВ, 16эВ. Основные максимумы в спектрах обозначены буквами А, Б, В, Г и Д. Максимум при энергии 2эВ в спектре ПТ показывает наличие междоузельных атомов цинка и кислорода на поверхностных слоях монокристаллического ZnO. Достаточно большое количество работ посвящено исследованию именно этому пику в образцах нелегированного ZnO, которая располагается в области спектра, связанной с собственными дефектами и имеет максимум около 2,0 -2,5эВ [9]. Однако природа возникновения этой полосы также остается спорной на протяжении десятилетий [9].

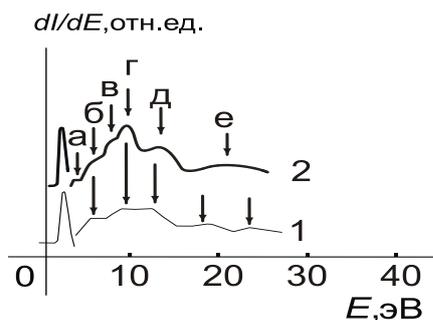


Рис. 1. Изменение потенциала поверхности кристалла ZnO при облучении электронами.

Основная особенность спектра оксида цинка состоит в изменении интенсивности максимума Г по сравнению с максимумом Д. Максимум Д преобладает на поверхности покрытой кислородом (кривая 1), и он будет сильно ослаблен на поверхности с гранью цинка (кривая 2- после очистки). Можно сделать вывод, что максимум Д соответствует краю O2p-полосы разрешенных состояний, которые локализованы вблизи атомов кислорода в кристалле ZnO. Структура при энергии больше 14 эВ может быть связана с изменением интенсивности дифракционных пучков.

Таким образом, максимум при энергии 8эВ в спектре ПТ монокристаллического ZnO показывает наличие атомов цинка на границе раздела с поверхностью, что указывает на полярную ориентацию образца (0001) ZnO[10].

После получения спектра из грязной поверхности ZnO было обнаружено что, весь спектр ПТ смещается в сторону высоких энергий, который показывал на появление отрицательной зарядки на оксидной поверхности. Зарядка вело себя очень стабильно, мы смогли отжигать ее только при высоких температурах ($T > 300^{\circ}\text{C}$) или в течение нескольких часов (~3 часа) она сама снималось.

На рисунке 2 показано спектры ПТ облученной поверхности оксида цинка электронами с энергией от 5÷300эВ. Облучение электронами проводилось с шагом 10эВ, при каждой энергии набиралось доза $1,5 \cdot 10^{13}$ эл/см². Этой дозы было достаточно для насыщения зарядки на поверхности.

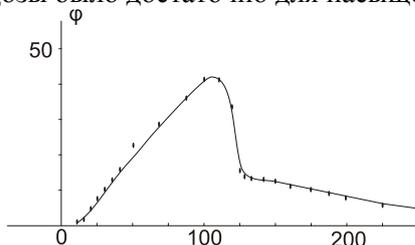


Рис. 2. Изменение потенциала поверхности кристалла ZnO при облучении электронами.

Из кривых 1,2,3 видно что в спектре ПТ начинает увеличиваться интенсивность максимумов при энергиях 2,5эВ, который соответствует по нашим данным вакансиям кислорода. Также исчез максимум при энергии 8эВ (кривая 4), показывающая наличие атомов цинка на границе раздела с поверхностью. Как мы знаем [9] адсорбцию кислорода на поверхности можно стимулировать электронной бомбардировкой, что и происходит в нашем эксперименте. Адсорбция со стимулированием электронов приводит к образованию сплошной оксидной пленки на поверхности, после которого со спектров ПТ исчезает максимум при энергии 8эВ. Далее при энергиях облучения 25эВ в спектрах ПТ появляется пик при энергии 1,5эВ. С увеличением энергии электронов ее интенсивность увеличивается. По данным [10] это может быть катионные вакансии цинка. Из рисунка 2 можно видеть, что при энергиях облучения 120эВ зарядка поверхности резко падает до 18эВ, а при энергиях 150эВ снижается до 10эВ. Зависимость потенциала поверхности от энергии электронов показывает рис.3. Видно, что облучение электронами приводит к появлению зарядки на поверхности до 40эВ. Эти электроны захватываются на образованные на поверхности вакансии кислорода. Чтобы эту версию проверить мы провели ряд экспериментов на поверхности кристалла ZnO.

На предварительно очищенный образец ZnO было адсорбировано молекулы кислорода при низком вакууме (10^{-3} Pa). Спектр ПТ показал образование островковой структуры на поверхности окисленной ZnO. Облучение образца электронами с энергией от 10 до 600эВ не привел к появлению отрицательной зарядки на поверхности, но наблюдалось с увеличением энергии электронов деградация островковой структуры окислов, на равномерное перераспределение молекул по по-

верхности образца. Спектр ПТ показал нарушение кристаллической структуры поверхности, который приводит к ослаблению контраста тонкой структуры спектров, что говорит о сглаживании формы энергетической зависимости плотности электронных состояний. Наиболее значительным, изменениям подвержены валентные состояния, запрещенная зона и состояния зоны проводимости, образованные гибридованными орбиталями. Исследование окисленной поверхности ZnO показало, что наряду с электронной структурой адсорбата и подложки в спектрах полного тока проявляются индуцированные электронные состояния интерфейса.

Таким образом, наличие адсорбированного кислорода на поверхности, даже если для соединений этого типа физически адсорбированные молекулы имеют небольшую энергию диссоциации и слабую связь с поверхностью, не дают электронам заряжать дефекты (вакансии кислорода). Адсорбированный толстый слой на поверхности за счет рассеяния электронов в поликристаллическом решетке не дает дефектам возможности заряжаться, за счет чего в таких случаях в спектрах ПТ можно наблюдать очень слабое интенсивности пиков (рис.2, кривая 9). С получением вакуума 10^{-8} Pa образец снова начинает заряжаться отрицательно.

Таким образом, облучение электронами оксидной поверхности, даже при записи спектров ПТ, образуются свободные экситоны, распад которых приводит к образованию свободного электрона и нейтрального кислорода, который десорбируется с поверхности, оставляя на поверхности вакансию кислорода (полосы 2,5эВ). Энергетически выгодные места (на вакансию кислорода) захватываются электронами, которые создают на поверхности отрицательную зарядку. Увеличение энергии бомбардирующих электронов приводит к образованию ещё больше кислородных вакансий за счет электронно-стимулированной десорбции.

Выводы

Облучение кристаллов оксида цинка электронами с энергией $E < 120$ эВ приводит к накоплению отрицательного заряда на поверхности. Зарядка на поверхности образуется за счет захвата электронов на вакансиях кислорода.

Облучение электронами с энергией выше $E > 120$ эВ приводит к снижению (значения) величины отрицательного потенциала поверхности. При энергиях выше $E > 120$ эВ увеличивается коэффициент вторично-электронной эмиссии за счет упругих столкновений.

Определено энергетический порог образования вакансии кислорода (4эВ) на поверхности ZnO.

ССЫЛКИ

[1] Kelly, R. // Radiation Effects; 1984. V. 80(3-4) P. 273. [2] Sigmund P. // Fundamental processes in sputtering of atoms and molecules // "SPUT92", Mat. Fys. Medd., 1993. Vol.43. P. 1. [3] Wittmaack K. // Phys. Lett. 1979. V.69A. N 5. P. 322. [4] Seifert N., Yan Q., Barnes A. V., et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 1995. V. 101(1). P. 131. [5] Reichling M. // Nucl. Instrum. Meth. B. 1995. Vol. 101(1-2). P. 108. [6] Атабаев Б.Г., Гаипов С., Шаропов У.Б. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2007. № 10. С. 52. [7] Шаропов У.Б., Атабаев Б.Г., Джаббарганов Р., и др. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2013. № 2. С. 108. [8] Комолов С.А. Интегральная вторично-электронная спектроскопия поверхности. ЛГУ, 1986. 180 с. [9] Шварц К.К. Эжманис Ю.А. Диэлектрические материалы: радиационные процессы и радиационная стойкость. Рига: Зинатне, 1989. 187 с. [10] Komolov S. A., // J. Phys. Cond. Matter. 1999. Vol. 11. P. 9581.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ИТО/CdTe/In-СТРУКТУРЫ.

М.У.Хажиев, И.Г.Атабаев, С.Закирова, Р.Р.Кабулов, Д.Ш.Саидов

Физико-технический институт НПО " Физика-Солнце" Академии наук Республики Узбекистан,
Ташкент, Узбекистан
E-mail: mardonbek@uzsci.net

В данной работе исследована структура, удельного сопротивления ИТО с коэффициентом отражения в ИК диапазоне пленок, выращенных методом CVD в квазизамкнутом объеме. [1]

Выращивание пленок производилось при различных соотношениях компонентов (хлоридов индия и олова), растворителями являлись дионизованная вода и спирт. Хлориды индия и олова изготавливались с использованием металлов олова, индия и соляной кислоты, ОСЧ марки. Методом

парогазового осаждения получены пленки: n-InSnO₂, Fe₂O₃, n-InSnO₂ <Zn> и др. Как известно, удельное сопротивление таких пленок определяется концентрацией вакансий кислорода [2,3].

Нами проведен отжиг в вакууме при температуре 300°C в течение 3 часов ИТО пленок с различной температурой роста от 170 до 500°C. Результаты отжига приведены в таблице 1. Как видно из таблицы, повышение проводимости произошло только в образцах с температурой роста в интервале 225÷400 °C. Вне этого интервала проводимость не менялась. Это свидетельствует о том, что повышение проводимости связано с изменением структуры пленок, формированием кристаллической фазы, а не с увеличением концентрации вакансий кислорода в ходе отжига.

Данные по удельному сопротивлению также коррелируют со структурой пленок ИТО : пленки с большим содержанием аморфной фазы имеют высокое сопротивление или даже являются изоляторами, а поликристаллические пленки имеют удельное сопротивление от 300 Ом*см до 0,03 Ом*см.

Синтезированная пленка ИТО была использована в качестве собирающего электрода в ИТО/CdTe/In структуре. На стеклянную подложку с пленкой ИТО, толщиной 2 мкм, методом вакуумного термического испарения наносилась полупроводниковая пленка твердого раствора CdTe, толщиной 3 мкм. Выращенные пленки CdTe исследовались при помощи рентгеновского дифрактометра ДРОН-УМ1 (CuKα). Как видно из рисунка 1, пленка CdTe имеет поликристаллическую структуру с небольшой долей аморфной фазы.

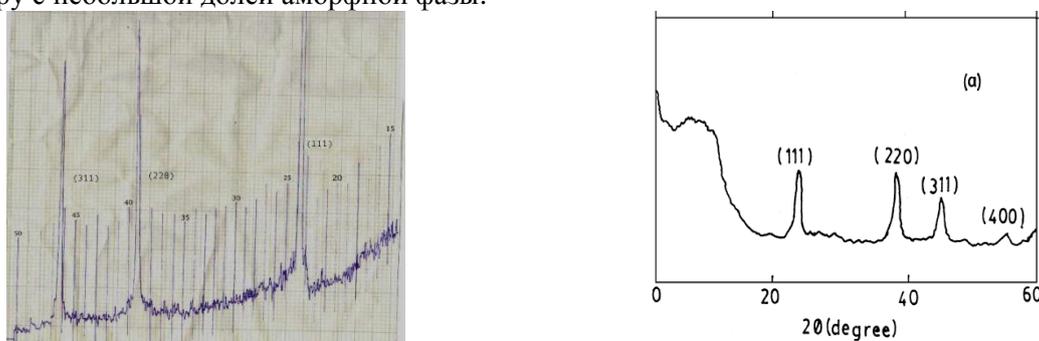


Рис.1. Дифрактограмма поликристаллической фазы CdTe, справа. Плоскости (311), (220) и (111) идентифицированы по данным [4], слева.

Для создания ИТО/CdTe/In структуры на поверхность пленки CdTe, методом вакуумного испарения, при вакууме 10⁻⁵ Торр, наносился металлический собирающий контакт из индия (In), диаметром 5 мм. На рис 2. Представлена экспериментальная зависимость спектральной чувствительности ИТО/CdTe/In структуры, при освещении структуры через слой ИТО. Структура имела спектральную чувствительность в диапазоне от 550 до 800 нм. Максимум чувствительности находился на длине волны 700 нм.

На рис.3 представлены результаты экспериментальных исследований темновой ВАХ ИТО/CdTe/In-структуры построенной в двойном логарифме, где 1 - характеризует обратную ветвь, а 2 - прямая ветвь ВАХ. Коэффициент выпрямления (K), отношения величины прямого тока к обратному при V = 1 В, данной структуры составляет K = 2. Анализ ВАХ показал [5], что в результате диффузии In из пленки ИТО в пленку CdTe, пленка CdTe приобретает n-тип проводимости. Это приводит к уменьшению барьера на границе ИТО/CdTe. Из линейной омической зависимости можно рассчитать величину удельного сопротивления слоя CdTe, где ρ = 6*10⁵ Ω*см.

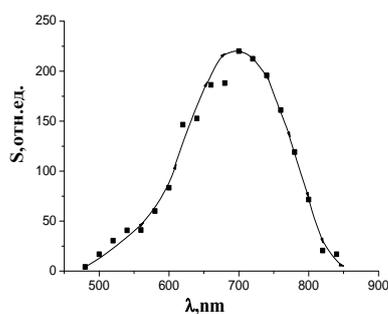


Рис.2. Спектральная чувствительность структуры ИТО/CdTe/In.

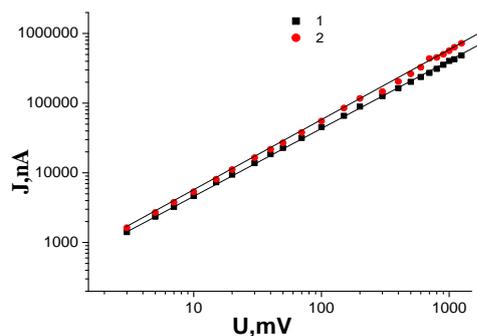


Рис.3. Темновая ВАХ структуры ИТО/CdTe/In. 1- обратная ветвь, 2 – прямая ветвь ВАХ.

Заключение

Методом химического пароголового осаждения и вакуумного напыления изготовлены структуры n-ITO/n-CdTe/In. Показано, что выращенные пленки CdTe обладают микрокристаллической структурой. По данным ВАХ установлено, что в результате диффузии In из пленки ITO в пленку CdTe, пленка CdTe приобретает n-тип проводимости.

ЛИТЕРАТУРА

[1] I. G. Atabaev*, M. U. Hajiev and V. A. Pak. Growth of ITO films by modified chemical vapor deposition method. *Int. J. Thin. Fil. Sci. Tec.* **5**, No. 1, 13-16 (2016) <http://dx.doi.org/10.18576/ijfst/050102> [2] А.И. Бажин, А.Н. Троцан, С.В. Чертопалов, А.А. Степаненко, В.А. Ступак Влияние режима магнетронного распыления и состава реакционного газа на структуру и свойства пленок ITO.// *ФИП*, 2012, т. 10, № 4, ст.342-348 [3] Choi, C.G. No, K. Lee, W.-J. Kim, H.-G. Jung, S.O. Lee, W.J. Kim, W.S. Yoon, C. and Kim, S.J. (1995) Effects of oxygen partial pressure on the microstructure and electrical properties of indium tin oxide film prepared by d.c. magnetron sputtering *Thin Solid Films* 258(1-2), pp. 274-278. [4] Sathyamoorthya, Sa.K. Narayandass, D. Mangalarajb . Effect of substrate temperature on the structure and optical properties of CdTe thin film *Solar Energy Materials & Solar Cells* 76 (2003) 339–346 [5]. Ш.А.Мирсагаатов, Р.Р.Кабулов, М.А.Махмудов. Инжекционный фотодиод на основе n-CdS/p-CdTe-гетероструктуры. *ФТП*, 2013, т.47, вып.6, стр.815-820.

ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В СТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ nGaAs<Sn>, ВЫРАЩЕННОГО ПО МЕТОДУ ЧОХРАЛЬСКОГО

М.М. Хашаев¹, А.Ю. Лейдерман², У.Х. Рахмонов²

¹ Филиал РГУ нефти и газа (НИУ) имени И.М. Губкина в г. Ташкенте (Республика Узбекистан)

100125, Республика Узбекистан, Ташкент, ул. Дурмон йули, 34. khashaev@mail.ru

² Физико-технический институт НПО «Физика-Солнца» АН РУз

100084, Республика Узбекистан, Ташкент, ул. Бодомзор йули, 2Б. ley@uzsci.net

³ Физико-технический институт НПО «Физика-Солнца» АН РУз

100084, Республика Узбекистан, Ташкент, ул. Бодомзор йули, 2Б.

Данная работа является дальнейшим развитием исследований, посвященных термоэлектрическому эффекту, впервые наблюдавшемуся нами на полупроводниках группы $A^{III}B^V$, обладающих n-типом проводимости и выращенных по методу Чохральского [1-6]. Идея появления этого эффекта была теоретически сформулирована на основании представлений о возможности развития термостимулированных процессов самоорганизации примесей и вакансий в подобных материалах и затем реализована на четырех полупроводниках этой группы: GaAs<Sn>, GaSb<Te>, GaAs<Te> и InP<Te>. Все они обладали n-типом проводимости и были выращены по методу Чохральского. В них при комнатной температуре практически полностью отсутствуют вакансии, поскольку они связаны в комплексы с мелкими донорами, определяющими n-тип проводимости [7]. Во всех, изготовленных из них однородных образцах с простыми омическими контактами при однородном нагреве в интервале температур $T=50\div 250^\circ\text{C}$ наблюдались генерации тока и напряжения, максимальные значения которых представлены в таблице 1.

Таблица 1. Максимальные значения токов и напряжений, возникающих в результате термостимулированных процессов.

Материал n-типа	Ток, нА	Напряжение, мВ
GaAs<Sn>	16	1,6
GaSb<Te>	4,5	0,5
GaAs<Te>	0,25	250
InP<Te>	0,16	10

Анализ данных таблицы показывает, что наибольший ток наблюдался в GaAs<Sn>, а наибольшее напряжение в GaAs<Te>, но эффект имеет место во всех этих n-полупроводниках. Поэтому, естественно, что следующим шагом должно было быть изготовление p-n-перехода на базе такого материала. Для первоначальных исследований нами был выбран GaAs<Sn>, поскольку он да-

ет наибольший ток. Для создания р-п-перехода мы провели диффузию цинка в образец, изготовленный из n-GaAs<Sn>. После диффузии образовался р-тип GaAs с концентрацией цинка $N_{Zn}=10^{18}\text{см}^{-3}$. Площадь поперечного сечения, полученного р-п-перехода составляла $S=18\text{мм}^2$. В качестве материала для контактов использовалось серебро.

Далее мы провели исследования термостимулированных процессов, возникающих при однородном нагреве такого перехода. Полученные зависимости тока и напряжения от температуры показаны на рис.1а и 1б. Из этих рисунков однозначно следует, что и в р-п-переходе, изготовленном из GaAs<Sn> имеет место термоэлектрический эффект, т.е. генерация токов и напряжений в условиях однородного нагрева. Максимальное значение тока $I=0,45\text{мкА}$ наблюдалось при $T=110^\circ\text{C}$, максимальное напряжение $V=270\text{мВ}$ – при $T=50^\circ\text{C}$.

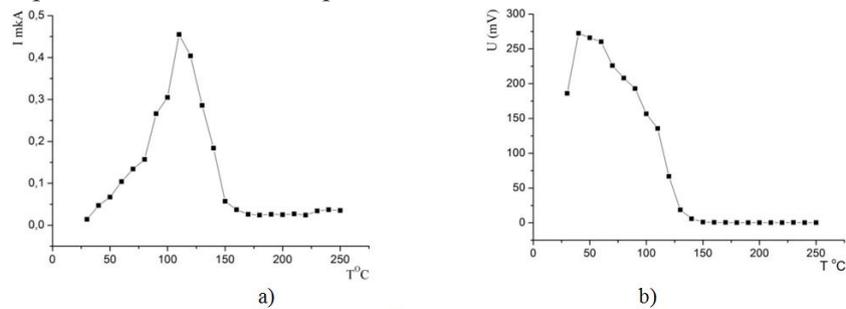


Рис.1. Зависимости тока (а) и напряжения (б) от температуры для структуры с р-п-переходом на основе материалан-GaAs<Sn>с простыми омическими контактами.

Следующим шагом было исследование ВАХ полученныхр-п-структур в широком температурном интервале. Результаты этих исследований представлены на рис. 2а, 2б и 2с.

На рис. 2а собраны все измерения, проведенные при пяти температурах – от комнатной до 200°C . В силу больших изменений токов в этом температурном интервале из этого рисунка можно сделать неправильный вывод о том, что заметные изменения начинаются только при температурах при от 150°C и выше. Однако, это не так. На рис.2б представлены только 3 ВАХ, соответствующие температурам $T=25^\circ\text{C}$, 50°C и 100°C ; из него ясно видно, что все они имеют достаточно типичный вид, причем ток с ростом температуры увеличивается. Максимальная величина тока $I_{max}=700\text{мкА}$. На рис.2с представлены ВАХ при $T=25^\circ\text{C}$, 50°C , 100°C и 150°C . Видно, что $I_{max}=1800\text{мкА}$ достигается при $T=150^\circ\text{C}$. И, наконец, рис.2а показывает, что $I_{max}=10000\text{мкА}$ достигается при $T=200^\circ\text{C}$.

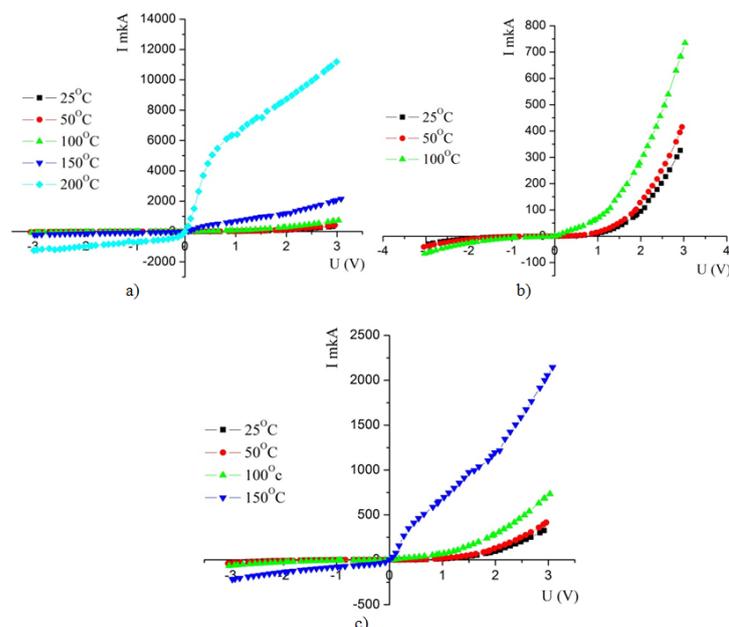


Рис.2. Вольт-амперные характеристики для структуры с р-п-переходом на основе n-GaAs<Sn> с простыми омическими контактами при различных температурах.

Очевидно, что в р-п-структурах, созданных нами на основе n-GaAs<Sn>, выращенного по методу Чохральского в условиях подачи напряжения и нагрева реализуются два процесса: 1) общеизвестный процесс генерации свободных носителей из валентной зоны с последующим разделением их р-п-переходом и 2) термостимулированный синергетический процесс, заключающийся в распаде комплексов типа вакансия+мелкий донор, самоорганизации вакансий и доноров в соответствующую периодическую структуру, с последующим возникновением изотипных потенциальных барьеров, приводящих к появлению термо ЭДС Демберовского типа [2,6]. Из приведенных графиков также однозначно следует, что исследуемые р-п-структуры сохраняют хорошие выпрямляющие свойства и достигают высоких значений токов при весьма высоких температурах – вплоть до 200°C, что делает их, на первый взгляд, весьма перспективными для приборных исследований. Это самые первые, новые результаты. Последующие шаги должны быть направлены в первую очередь на фотоисследования (т.е. исследования в условиях однородного фотовозбуждения) как однородных образцов, так и р-п-структур, изготовленных из п-полупроводников типа A^{III}B^V, изготовленных по методу Чохральского.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Leyderman A.Yu., Saidov A.S., Khashaev M.M., Rahmonov U.Kh. Thermovoltaic processes in gallium arsenide doped with tin // Applied Solar Energy. 2012. Vol.48. №3. P.165-168.[2]Leyderman A.Yu., Saidov A.S., Khashaev M.M., Rahmonov U.Kh. About Possibility of Development Synergetic Processes in Semiconductors of Type A^{III}B^V // Journal of Materials Science Research. 2013. Vol.2. No2. P.14-21. [3] Leyderman A.Yu., Khashaev M.M. Lifetime specifics of nonequilibrium carriers in photoelectric cells based on gallium arsenide obtained via the Czochralski method // Applied Solar Energy. 2013. Vol.49. No4. P.244-247. [4] Leyderman A.Yu., Saidov A.S., Khashaev M.M., Rahmonov U.Kh. Study of properties of tellurium doped indium phosphide as photoconversion material // Applied Solar Energy. 2014. Vol.50. No.3. P.143-145. [5] Leyderman A.Yu., Saidov A.S., Khashaev M.M., Rahmonov U.Kh. Study of GaSb Doped with Te as a Material for Photovoltaic Systems // Applied Solar Energy. 2015. Vol.51. No2. P.117-119. [6] Лейдерман А.Ю., Саидов А.С., Хашаев М.М., Рахмонов У.Х. Термо-вольтаические синергетические эффекты самоорганизации примесей и дефектов в полупроводниках типа A^{III}B^V // Альтернативная энергетика и экология. 2015. №7(171).С.55-69. [7]Булярский С.В., Фистуль В.И. Термодинамика и кинетика взаимодействующих дефектов в полупроводниках (Москва, Наука, 1997).

ВЛИЯНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ОБЛУЧЕНИЯ И МЕХАНИЧЕСКОГО СЖАТИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР CdZnTe/ZnTe/GaAs

М.Шарибаев, А.Бижанов, А.Жуманазаров

Каракалпакский Государственный Университет имени Бердаха
г.Нукус., Узбекистан
E-mail: sharibaev.murat@mail.ru

Аннотация

Методом фотолюминесценции и фотоотражения показано, что после воздействия рентгеновскими квантами и механическом сжатии в квантово-размерных структурах меняется положение спектров. Энергетическое смещение полос свидетельствует об уменьшении напряжения сжатия в яме и напряжений растяжения в буферном слое. Установлено, что ряд характеристик полос, $I_{FX}^{ih} + I_2^{Ga}$ и полос I^{QW} после и до облучения.

Ключевые слова: фотолюминесценция, фотоотражения, эпитаксиальные пленки, квантовые ямы.

Введение

Известно, что под действием различных внешних воздействий в любой гетеросистеме, имеющей границы раздела и являющейся вследствие этого исходно энергетически неравновесной (частично релаксированной), возможен ее переход в более равновесное состояние с минимумом свободной энергии [1]. Механизм такого перехода для систем с малым рассогласованием носил, в основном, дислокационный характер, что было подтверждено экспериментально и описано теоретически с энергетической и кинетической точки зрения [2]. Однако, в ряде случаев наблюдались и

недислокационные механизмы релаксации внутренних напряжений или сочетание (дислокационный и недислокационных механизмы распад твёрдых растворов упорядочение ориентации дислокационных петель, образование ячеистой структуры и др.). Исследования преобразования точечных дефектов или взаимодействия точечных и протяжённых дефектов, применялись обычно, оптические методы (фотолюминесценция, пропускание, отражение).

Использование в настоящее время в полупроводниковой технологии несогласованных ($f > 1\%$) и следовательно, более напряженных квантово-размерных многослойных структур усилили интерес к процессам, сопровождающим релаксацию напряжений в таких системах, что связь в частности, с проблемами их нестабильности. Предполагалось, что одной из причины этого ухудшения является релаксация внутренних механических напряжений. До настоящего времени вопрос о влиянии распределённых деформационных полей и их релаксации в квантово-размерных структурах на изменение характеристик таких слоев исследован недостаточно.

В данной работе изучалось влияние дефект образующего облучения и облучения, создающего только электронно-дырочные пары, на процессы релаксации внутренних механических напряжений в квантово-размерных структурах изменение оптических свойств таких структур. В работе были изучены многослойные структуры с квантовыми ямами на основе $Cd_xZn_{1-x}Te/ZnTe$ системы, выращенные методом МПЭ на подложках GaAs. Параметры исходных образцов и виды облучения приведены в таблице. Измерения спектров фотолюминесценции, PL, и отражения ($R(\lambda)$), проводились при 4.2 и 77 К на спектральном приборе с разрешением ≤ 0.5 мэВ. Спектры PL возбуждались излучением лазера модели LGN-503 с $\lambda_1 = 0.5145$ и $\lambda_2 = 0.4880$ мкм. особенностей экситонного резонанса в сторону меньших длин волн и уменьшение величины ΔE по отношению к исходному образцу. Величина деформаций для облучённого образца составила величину $\varepsilon \approx 6.24 \cdot 10^{-4}$, 77 К, т.е. произошла релаксация упругих деформации на величину $(\varepsilon_0 - \varepsilon_\phi) / \varepsilon_0 \cdot 100\% \approx 4\%$ где $\varepsilon_{0,\phi}$ -деформации в исходном (облучённом) образце, соответственно.

На рис.1 приведены спектры PL исходного образца с квантово-размерными слоями, нанесенными на буферный слой (кривая 1) и после облучения рентгеновскими квантами квантами. В области энергий $E_g \leq hv \leq E_g - 25$ мэВ, где E_g – ширина запрещенной зоны ZnTe ($E_g = 2,37$ эВ, 77К), наблюдаются полосы люминесценции, принадлежащие буферному слою и связанные со свободным экситоном, расщепленным двухосным напряжением на две составляющие - I_{FX}^{hh} и I_{FX}^{lh} ($I_{FX}^{hh} = 2,366$ эВ, 524 нм) и полосы, являющейся наложением полосы I_{FX}^{lh} и полосы связанного на доноре экситона ($I_{FX}^{lh} = I_2^{Ga} = 2,3609$ эВ, 525,2 нм), возможно поляритонное излучение [3]. Наблюдается паразитный резонансно усиленный LO-фонон при возбуждении $\lambda_{exc} = 4880 \text{ \AA}$. В области энергий $E_g - 25 \text{ мэВ} \leq hv \leq 2,3$ эВ наблюдается доминирующая по интенсивности полоса люминесценции, принадлежащая излучению от трех туннельно-связанных ям и соответствующая наиболее низкоэнергетическому переходу с участием тяжелых дырок $1hh - (I^{QW} = 2,319$ эВ, 534,8 нм) и довольно слабая полоса с $hv = 2,33$ эВ, 531,4 нм, возможно также связанная с одной из квантовых ям [4]. После облучения наблюдается смещение максимума полосы I^{QW} в сторону меньших энергий (“красный” сдвиг), а двух полос, принадлежащих буферному слою – в противоположную сторону, т. е. в сторону больших энергий (т. н. “голубой” сдвиг). Такое энергетическое смещение полос свидетельствует об уменьшении напряжений сжатия в яме и напряжений растяжения в буферном слое.

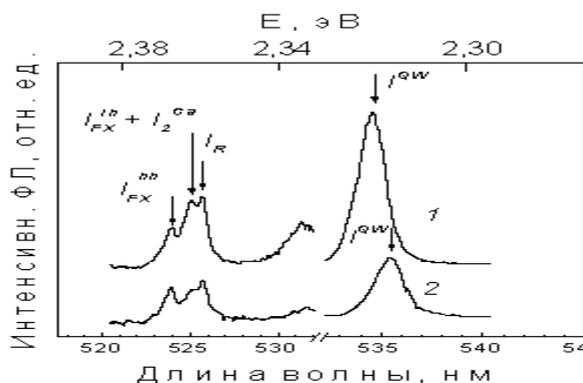


Рис. 1. Спектры ФЛ при 77 К исходного (кривая 1) и облученного рентгеновскими лучами (кривая 2) образца с тремя туннельно-связанными квантовыми ямами. $\lambda_{exc} = 0.488$ мкм, $P_{exc} = 5$ Вт/см².

Следует отметить, что смещение полосы PL (ΔE_{PL}) от квантовых ям по величине превышает смещение полос буферного слоя ($\Delta E_{PL}(I_{FX}^{QW}) > \Delta E_{PL}(I_{FX}^{lh}; I_{FX}^{en} \approx I_{F}^{Ga})$). Это может быть связано с тем, что отличаются процессы релаксации упругих деформаций на границах квантово-размерных слоев (стенка-яма) и границе буфер-подложка и/или отличаются барические коэффициенты для подзон объемного материала и материала ямы.

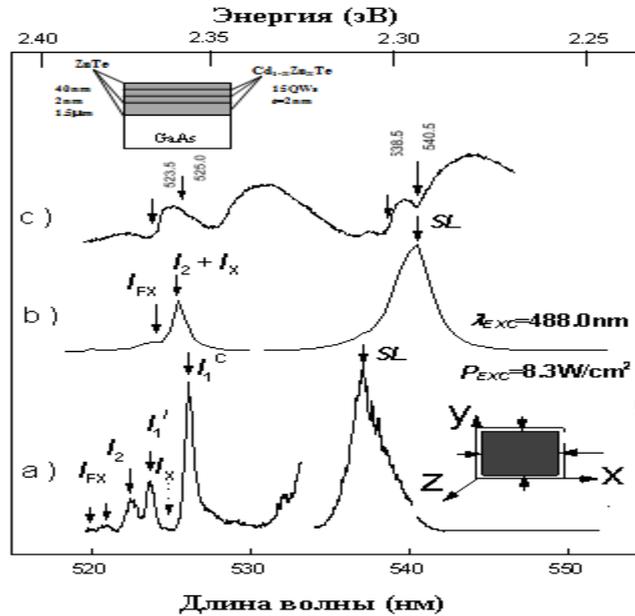


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции исходной структуры с тремя туннельно-связанными ямами CdZnTe/ZnTe толщиной 2 нм (кривая 1) и при приложении внешних деформаций сжатия по мере увеличения их величины $\epsilon_1 < \epsilon_2 < \epsilon_3$ (кривые 2, 3, 4). Схема нагружения приведена на вставке.

Относительно первого предположения, то известно, например, что граница раздела яма-барьер напряжена упруго, в то время, как граница раздела буфер - подложка частично пластически релаксирована уже при выращивании структуры. Ранее в работе [4] методами рентгеновской топографии и дифрактометрии при послойном стравливании пленки (исходная толщина пленки ZnTe $\sim 1,5$ мкм) было показано, что достаточно протяженная ($\sim 0,2 \div 0,5$ мкм) область вблизи границы раздела ZnTe буфер – подложка GaAs “пластически деформирована”, т. е. содержит повышенную концентрацию протяженных дефектов и простирается по обе стороны границы раздела и в пленку, и в подложку. На этих же образцах методом низкотемпературной PL при послойном стравливании было показано также, что эта область содержит и повышенную концентрацию точечных дефектов (рекомбинационных центров), в том числе из-за интердиффузии компонент. Относительно второго предположения было изучено энергетическое смещение максимумов полос ФЛ от квантовых ям и от буферного слоя при приложении к образцу внешних деформаций ($\Delta E_{PL} / \Delta \epsilon_{ext}$) сжатия (из области упругости, до величины $\sim 1 \cdot 10^3$ бар, 77 К). Внешние одноосные напряжения сжатия прикладывались в плоскости плёнки в направлении $\langle 110 \rangle$ (см. вставку к Рис.2) на образцах, вырезанных из пластины в виде параллелепипеда размерами $\approx 3 \times 8 \times 0,3$ мм³, т. е. эти напряжения накладывались на уже имеющееся плоско-напряжённое состояние системы [4]. По мере увеличения нагрузки происходило более заметное смещение полосы ФЛ от квантовых ям, чем полосы I_{FX}^{hh} в сторону больших энергий, что еще раз подтвердило наше предположение о том, что такой сдвиг связан с уменьшением напряжений растяжений в буфере и увеличением напряжений сжатия в квантовых ямах. Если при облучении происходило не только энергетическое смещение полос, но и изменение их полуширины и интенсивности, то то в случае приложения внешней нагрузки таких изменений не наблюдалось (в пределах погрешности метода и однородности пластин по свойствам).. Таким образом, на основании проведенной работы можно сделать вывод о том, что эффект радиационно-стимулированной релаксации напряжений имеет место в квантово-размерных структурах и для его объяснения можно привлечь механизм перераспределения системы дефектов вблизи границ квантово-размерных структур.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Wagner H.P., Kuhn W., Gebhardt W. Photoluminescence properties of MOVPE grown ZnTe layers on (100)GaAs and (100)GaSb.// J. Cryst. Growth. 1990, v.101, P.199-203.[2] G.N. Semenova, V. P. Klad'ko, T.G. Kryshtab et al. Structure defects and photoluminescence of epitaxial $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ films.// Semiconductors. 1993, v.27, N1, P.86-89.[3] Мильвидский М. Г., Освенский В. Б. Структурные дефекты в эпитаксиальных слоях полупроводников. М. Металлургия. 1985. С.160. [4] Шарипбаев М., Атобоев А., Бижанов А. Многофононная релаксация CdZnTe/ZnTe квантовых ям модифицированных облучением. Доклады Академии наук Узбекистана 2016., №6., стр. 21-24.

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ СЛОЕВ CoSi_2 НА ПОВЕРХНОСТИ И ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ОБЛАСТИ Si

Ё.С.Эргашов, Д.А.Ташмухамедова, Б.Д.Донаев

Ташкентский государственный технический университет,
ул. Университетская, 2, г. Ташкент, Узбекистан,
E-mail: ftmet@rambler.ru

С использованием метода ионной имплантации получена двухслойная система типа $\text{CoSi}_2 - \text{Si} - \text{CoSi}_2 - \text{Si}$ и определены оптимальные режимы ионной имплантации и отжига для их формирования. Показано, что ширина запрещенной зоны нанослоев CoSi_2 с толщиной $d \geq 3$ нм составляет $\sim 0,6$ эВ.

Одним из перспективных методов создания нанопленочных структур на поверхности и приповерхностной области полупроводниковых и диэлектрических пленок является низкоэнергетическая ионная имплантация [1 – 3]. Ионная имплантация позволяет не только внедрять примеси на необходимые глубины в необходимом количестве, но и приводит к распылению чужеродных примесей (в том числе кислорода) с поверхностной области подложки.

В данной работе мы впервые попытались получить двухслойные эпитаксиальные гетероструктуры типа $\text{CoSi}_2/\text{Si}/\text{CoSi}_2/\text{Si}$ имплантацией ионов Co^+ в Si.

Перед ионной имплантацией образцы обезгаживались в условиях сверхвысокого вакуума (10^{-6} Па) при $T \approx 1100$ К. При этом поверхностная концентрация O уменьшается до 0.5 ат.%, а углерода до 1 – 2 ат.%. Исследования проводились с использованием методов оже-электронной спектроскопии (ОЭС), ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии (УФЭС) и измерением зависимости интенсивности I проходящего через образец света от энергии фотонов. При снятии зависимости $I(h\nu)$ использовалось световое излучение с длиной волны $\lambda = 6200 - 800$ нм ($E_c = 0.2 - 1.5$ эВ).

Для получения двухслойной нанопленочной системы $\text{CoSi}_2/\text{Si}/\text{CoSi}_2/\text{Si}$ (111) сначала имплантация проводилась с высокой энергией, а затем при низкой энергии. После каждого цикла ионной имплантации проводился прогрев при оптимальной температуре ($T \approx 850 - 900$ К) в течении 30 – 40 мин и кратковременный прогрев при $T = 1100$ К. На рис. 1 приведены зависимости интенсивности оже-пика Co (765 эВ) от глубины для Si, имплантированного ионами Co^+ с $E_0 = 25$ кэВ до и после прогрева при $T = 900$ К. Из рис. 1 видно что в обоих случаях кривые $I_{\text{Co}}(d)$ проходят через максимум, который располагается на глубине 20 – 25 нм. После прогрева интенсивность пика I_{Co} в области максимума существенно увеличивается (в 1.5 – 2 раза), а полуширина кривой $I_{\text{Co}}(d)$ уменьшается и составляет $\sim 10 - 12$ нм. Анализ результатов ОЭС показал, что после отжига в приповерхностном слое на глубине 18 – 28 нм формируется слой CoSi_2 с толщиной $\sim 10 - 12$ нм. Для этой системы были сняты зависимости интенсивности I проходящего света от энергии (длины волны) фотонов (рис. 2). Из рис. 2 видно, что в случае чистого кремния интенсивности света $I_{\text{CoSi}_2}/I_{\text{Si}}$ резко уменьшается начиная с $h\nu = 1.0$ эВ, а в случае Si с внутренним нанослоем CoSi_2 – с $h\nu = 0.5$ эВ, где I_{Si} – интенсивность света проходящий через чистую пленку Si, а I_{CoSi_2} – через Si с нанослоем CoSi_2 . Экстраполяция этих кривых к оси $h\nu$ показало, что для пленок Si и CoSi_2 значения E_g соответственно равны ~ 1.1 и 0.6 эВ. Затем этот же образец бомбардировался ионами Co^+ с $E_0 = 1$ кэВ при $D = 6 \cdot 10^{16}$ см⁻². После отжига при $T = 900$ К на поверхности Si формировалась эпитаксиальная нанопленка CoSi_2 с толщиной 3 – 3.5 нм. Однако при этом на РЭМ - изображении наблюдался диффузный фон, по-видимому связанный с наличием некоторых фасетированных участков. Крат-

ковременный (импульсный) прогрев до $T = 1100$ К приводил к исчезновению диффузионного фона. Между слоями CoSi_2 имеется слой Si с толщиной 5 – 7 нм. Между слоями $\text{CoSi}_2\text{-Si}$ и Si-CoSi_2 имеются переходные слои с толщиной 6 – 8 нм. Для наглядности на рис. 5 приведен схематический профиль этой двухслойной системы.

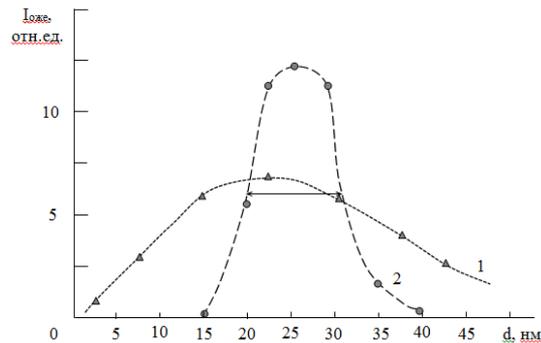


Рис. 1. Изменение интенсивности оже-пика Co по глубине для Si, имплантированного ионами Co с $E_0 = 25$ кэВ при $D = 10^{17}$ см⁻², 1 – до отжига, 2 – после прогрева при $T = 900$ К в течении 30 мин.

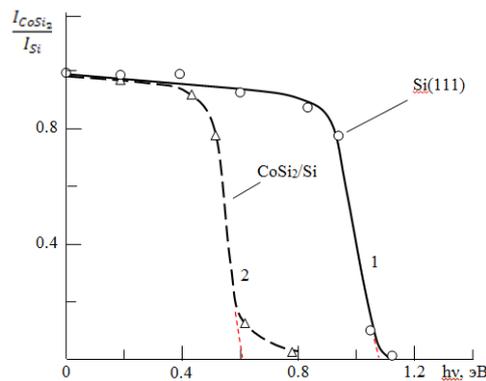


Рис. 2. Зависимости интенсивности проходящего света от энергии фотонов для: 1 – Si (111), 2 – Si с нанослоем CoSi_2 на глубине 18 – 28 нм.

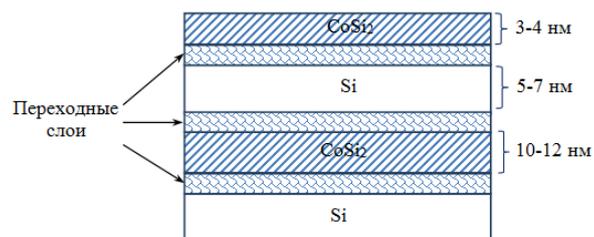


Рис. 3. Схематический разрез двухслойной нанопленочной системы $\text{CoSi}_2/\text{Si}/\text{CoSi}_2/\text{Si}$

Таким образом впервые методом имплантации ионов Co с разными энергиями в сочетании с высокотемпературным прогревом получены нанозэпитаксиальные структуры типа $\text{CoSi}_2/\text{Si}/\text{CoSi}_2/\text{Si}$ (111). Показано, что для создания таких слоев оптимальными являются энергии ионов $E_0 = 20 - 30$ кэВ и $0.5 - 2$ кэВ.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Donaev S.B., Djurabekova F., Tashmukhamedova D.A., Umirzakov B.E. // Phys. Status Solidi C 12. No. 1–2. 2015. P. 89 – 93. [2] Umirzakov B.E., Tashmukhamedova D.A., Ruzibaeva M.K., Djurabekova F.G., Danaev S.B. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 2014. v. 326. P. 322 – 325. [3] Донаев С.Б., Ташатов А.К., Умирзаков Б.Е. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. № 4. 2015. С. 95 – 98.

ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ $p\text{-Cu}_2\text{ZnSnSe}_4/n\text{-GaAs}$ И ИХ НЕКОТОРЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

А.Юсупов, К.Адамбаев, З.З.Тураев, А.Кутлимратов, С.Р.Алиев

Ташкентский институт по проектированию, строительству и эксплуатации автомобильных дорог
Ташкент, ул. А.Темура 20, 100060, Узбекистан,
E-mail: ayus@mail.ru

Аннотация: Впервые изготовлены анизотипные гетеропереходы $p\text{-Cu}_2\text{ZnSnSe}_4/n\text{-GaAs}$ селенизацией базовых металлических слоев, предварительно напыленных на арсенид-галлиевую подложку. Обсуждаются вольт-амперные характеристики и механизмы токопрохождения в созданных структурах. Установлены доминирующие механизмы токопереноса: для прямого смещения характерны туннельно-рекомбинационные процессы и токи, ограниченные пространственным зарядом. При обратных смещениях доминирует токи, ограниченные пространственным зарядом в режиме подвижности.

Ключевые слова: гетеропереход, фотовольтаика, солнечный элемент, оптическое поглощение, поглощающий слой.

Введение

В последнее время растет интерес к полупроводниковым гетеропереходам благодаря ряду преимуществ по сравнению с гомопереходами. Гетеропереходы (ГП) широко используются в фотовольтаике и электронике [1-4]. При изготовлении тонкопленочных солнечных элементов (СЭ) на основе ГП в качестве поглощающего слоя используются прямозонные полупроводники с большим коэффициентом оптического поглощения.

Полупроводниковое четверное соединение $\text{Cu}_2\text{ZnSnSe}_4$ (CZTSe) рассматривается как перспективный материал для создания поглощающего слоя СЭ [4-6]. Оно является прямозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны порядка 1,0 эВ и обладает большим коэффициентом поглощения ($\sim 10^5 \text{ см}^{-1}$ [3]) [7,8]. Его компонентами являются широко распространенные в природе, дешевые и нетоксичные элементы. На основе соединения $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}(\text{Se})_4$ (CZTSSe) за последние несколько лет созданы СЭ с эффективностью от 5,4 до 12,6% [5,6]. Ожидается, что в ближайшие 2-3 года будут достигнуты эффективность 15 % и налажено производства СЭ. Поэтому CZTSSe представляет большой интерес как перспективный материал для замены индий-галлиевых соединений в тонкопленочных СЭ в качестве поглощающего слоя.

При формировании полупроводниковых гетероструктур очень важным является выбор материала подложки. В большинстве случаев для получения тонких слоев CZTSe в качестве подложки используют различных типы стекол [9]. Нужно отметить, что стекло не является самым подходящим материалом для подложки СЭ на основе CZTSe, что обусловлено рядом причин. Во-первых, стекло – достаточно хрупкий материал, что особенно сильно проявляется при создании солнечных модулей большой площади. Во-вторых, толщина стеклянной подложки составляет не менее 1 мм, что существенно увеличивает вес солнечного элемента, в-третьих, точный контроль щелочных примесей в стеклянной подложке практически невозможно. Щелочные примеси ухудшают воспроизводимость технологического процесса.

Методика эксперимента

Для получения тонких слоев CZTSe в качестве подложки практически не были использованы монокристаллические полупроводники, в частности, монокристаллы арсенида галлия (GaAs). Однако, структуры на основе GaAs применяются для создания СЭ, работающих при концентрированных солнечных излучениях [10]. В связи с этим представляет научный и практический интерес изучение процесса формирования гетероструктур $p\text{-Cu}_2\text{ZnSnSe}_4/n\text{-GaAs}$ и исследование их электрофизических характеристик. В данной работе приводятся результаты исследований процесса формирования анизотипных гетероструктур $p\text{-Cu}_2\text{ZnSnSe}_4/n\text{-GaAs}$, а также некоторые электрические характеристики этих ГП.

Формирование $p\text{-Cu}_2\text{ZnSnSe}_4/n\text{-GaAs}$ гетероструктур осуществлялось в два этапа. На первом этапе, на поверхности подложки из монокристаллического GaAs с кристаллографической ориентацией (111) образовывались базовые слои металлических компонентов соединения $\text{Cu}_2\text{ZnSnSe}_4$ методом вакуумного напыления. Температура подложки при этом поддерживалась при 150-200°C. Процесс проводился при остаточном вакууме $(2-5) \cdot 10^{-4}$ мм.рт.ст. Соотношение компонентов в ба-

зовом слое были взяты в соответствии со стехиометрическим составом соединения. На следующем этапе производилась селенизация базового слоя из неограниченного источника, в закрытом объеме. Для этого образцы GaAs с напыленными на поверхность компонентами соединения $\text{Cu}_2\text{ZnSnSe}_4$ поместили в кварцевую ампулу и откачивали вакуума до $(1-3) \cdot 10^{-4}$ мм.рт.ст. Для обеспечения равномерной селенизации в ампулу поместили селен, в количестве, обеспечивающего необходимое давление паров селена внутри ампулы. Процесс формирования пленок CZTSe проводился путем термического отжига исходных образцов с базовыми слоями. Для изучения процесса формирования тонких пленок CZTSe на GaAs, компоненты напылялись последовательно или параллельно, причем при последовательном напылении варьировалась последовательность осаждения компонентов. Толщина пленок после каждого этапа напыления контролировалась металлографическим методом. Термический отжиг образцов производился в интервале температур 450 – 600°C, а время отжига варьировалось в интервале 15 - 90 минут. После отжига образцы остывали до 200 °C со скоростью 15 - 20 град./мин., а затем температуру довели до комнатной вытаскивая ампулы из печи, либо образцы до комнатной температуры оставались в печи.

Результаты и их обсуждение

Исследование морфологию выращенных пленок в зависимости от режима получения показали, что более гладкая поверхность пленки обеспечивается при напылении компонентов в последовательности олово – цинк – медь и температурах отжига 510–530°C. При других последовательностях напыления компонентов и повышении температуры отжига наблюдается некоторая шероховатость поверхности, что, по-видимому, связано с улетучиванием отдельных компонентов соединения. Учитывая это, в дальнейшем термический отжиг производился при температуре 520°C.

Были изучены спектры отражения рентгеновских лучей в пленках CZTSe, которые показали поликристалличность структуры пленок. Исследование микроструктуры пленок показало, что размеры кристаллитных зерен пленок зависят от температуры отжига и режима закалки. При увеличении температуры отжига и уменьшении скорости остывания образцов наблюдается увеличение размера кристаллитных зерен.

Изучение электрических свойств образцов показало, что все пленки, полученные без специального легирования, обладали дырочным типом проводимости. Это, по-видимому, связано с тем, что при формировании пленок CZTSe образуются такие структурные дефекты, как вакансии атомов меди – V_{Cu} и замещение атомом меди узла цинка – Cu_{Zn} [11]. По-видимому, эти дефекты с мелкими акцепторными уровнями определяют тип проводимости сформированных пленок. Поверхностное сопротивление пленок CZTSe составляло в пределах 40-70 Ом.кв.

Согласно измерениям стационарных вольтамперных характеристик (ВАХ) все полученные ГП р- $\text{Cu}_2\text{ZnSnSe}_4$ /n-GaAs обнаруживают выпрямление. На рис.1. представлена типичная ВАХ одного из полученных ГП для комнатной температуры.

Как видно из рис.1. гетероструктура обладает четко выраженной диодной характеристикой. Пропускное направление в полученных ГП отвечает положительной полярности внешнего смещения на пленке р- $\text{Cu}_2\text{ZnSnSe}_4$, что согласуется с приближенной моделью зонной структуры ГП (рис.2). Коэффициент выпрямления в типичных структурах при $|U| = 1 - 2$ В достигали значений $K = 100 - 130$. Полученные данные значения K , по-видимому, связаны с характеристикой переходной области гетеропереходов.

Величины потенциальных барьеров в гетероструктурах были определены путем экстраполяции линейных участков их ВАХ до пересечения с осью напряжения U . Установлено, что высоты барьеров р- $\text{Cu}_2\text{ZnSnSe}_4$ /n-GaAs гетероструктур имеют значения в интервале 0,93 – 1,0 эВ.

В типичных СЭ с гетеропереходом рекомбинационно-генерационный процесс преобладает в обедненном слое узкозонного полупроводника из-за наличия высокого потенциального барьера, препятствующего инжекции неосновных носителей заряда в широкозонный материал [12]. В большинстве гетеропереходов реализуются два (или даже несколько) механизма переноса носителей заряда одновременно. В них происходит туннелирование с последующей рекомбинацией и термическая активация, приводящая к повышению энергии носителей до уровня, при котором прозрачность барьера повышается или становится возможным их прямой переход на локальные центры в области границы раздела, приводящий к рекомбинации носителей тока [12].

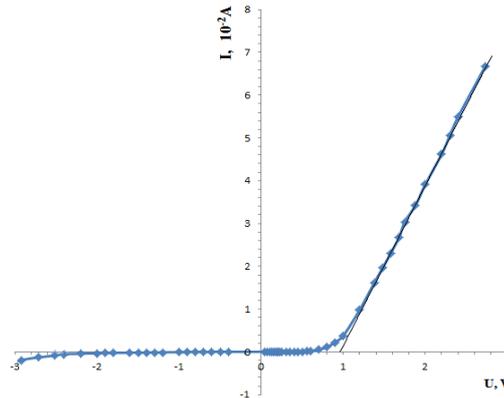


Рис.1. ВАХ p-Cu₂ZnSnSe₄/n-GaAs при T=300 К.

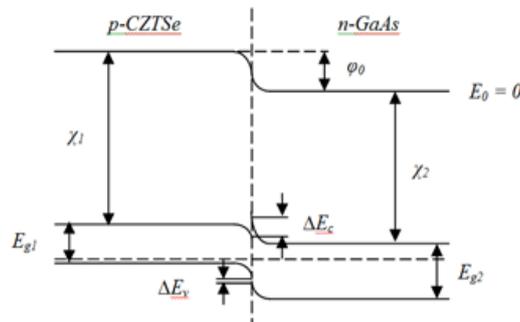


Рис.2. Энергетическая диаграмма анизотипной гетероструктуры p-Cu₂ZnSnSe₄/n-GaAs: E_g(CZTSe) = 1.0 эВ, χ(CZTSe)=4.56 эВ, E_g(GaAs)=1.42 эВ, χ(GaAs)=4.07 эВ, ΔE_c= 0.49 эВ, ΔE_v= 0,07 эВ, φ₀ = 0.95 эВ. E_{vac} - уровень вакуума, E_F - уровень Ферми, E_c и E_v - края зоны проводимости и валентной зоны, χ- электронное сродство, E_g - ширина запрещенной зоны.

Для установления механизма токопереноса в гетероструктурах p-Cu₂ZnSnSe₄/n-GaAs были анализированы ВАХ структур в полу- и двойном логарифмическом масштабах (рис.3 и 4).

Прямые ветви ВАХ можно разделить на три участка. В области малых напряжений $U < 0,2$ В (рис.4, кривая 1) она имеет степенной характер и подчиняется закону $I \sim U^m$. Значение показателя составляет $m = 1,0-1,1$. Это указывает в пользу преобладания токов, ограниченных пространственным зарядом в режиме насыщения скорости, определяемых формулой [13].

$$I = (2\varepsilon\varepsilon_0 S/d^2)U, \quad (1)$$

где ε - диэлектрическая проницаемость, ε_0 - электрический постоянный, S -площадь и d -ширина переходной области структуры.

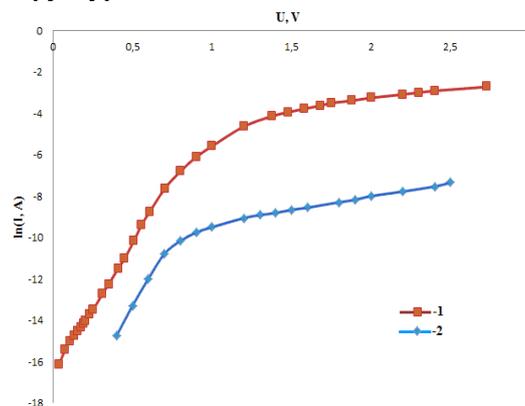


Рис. 3. Прямая (1) и обратная (2) ветви ВАХ ГП p-Cu₂ZnSnSe₄/n-GaAs в полулогарифмическом масштабе при T=300 К.

В интервале напряжений $0,2 < U < 1,3$ В (рис. 4, кривая 1), наблюдается экспоненциальная зависимость ВАХ, которая выражается известной формулой

$$I = I_0 \exp(eU/nkT). \quad (2)$$

При этом, оценка тока насыщения и диодного показателя дали следующие результаты: $I_s = (6-8) \cdot 10^{-8}$ А, $n = 2-3$, при $T=300$ К. Анализ этих величин показывает, что в области напряжений $0,2 < U < 1,3$ В в ГП более вероятным является эмиссионно-рекомбинационный механизм токопереноса [14]. Из рис.1. видно, что прямая ветвь ВАХ ГП p-Cu₂ZnSnSe₄/n-GaAs при напряжении $U > 1,3$ В описывается линейной зависимостью, выражаемой формулой

$$U = U_0 + IR_B, \quad (4)$$

Оценка величин напряжений отсечки и сопротивления базы дала следующие результаты: $U_0 \approx 1,0$ В и $R_B = 22-28$ Ом.

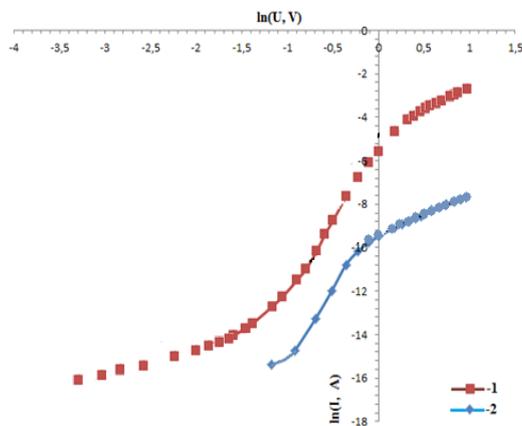


Рис. 4. Прямая (1) и обратная (2) ветви ВАХ ГП p-Cu₂ZnSnSe₄/n-GaAs в двойном логарифмическом масштабе при T=300 К.

Как видно из рис.3 (кривая 2) обратные токи ГП p-Cu₂ZnSnSe₄/n-GaAs в области напряжений $0,35 < |U| < 1,0$ В описываются формулой (2). При дальнейшем увеличении обратного напряжения ($|U| > 1$ В), ВАХ подчиняется степенному закону $I \sim U^m$ (рис.4., кривая 2), при этом значение показателя составляет $m = 2,0$. Согласно [15], это свидетельствует о преобладании тока, ограниченного пространственным зарядом в режиме подвижности (безловушечный квадратичный закон). При более высоких напряжениях ($|U| > 2,5$ В) начинается мягкий пробой ГП.

Заключение

Впервые получены анизотипные ГП p-Cu₂ZnSnSe₄/n-GaAs селенизацией базовых металлических слоев, предварительно термически напыленных на подложку из GaAs. Такие гетероструктуры могут найти применение в каскадных фотоэлектрических преобразователях.

На основе исследования ВАХ установлены механизмы токопереноса в p-Cu₂ZnSnSe₄/n-GaAs гетероструктуре. При малых прямых смещениях доминируют токи, ограниченные пространственным зарядом, и в интервале напряжений $0,2 < U < 1,3$ В преобладает эмиссионно-рекомбинационный механизм токопереноса. При напряжениях $U > 1,3$ В ВАХ подчиняется линейному закону. При малых обратных смещениях прохождение тока ограничивается пространственным зарядом в режиме подвижности, а при $|U_{обр}| > 2,5$ В начинается мягкий пробой.

ЛИТЕРАТУРА:

- [1] Алфёров Ж.И. // ФТП, 1998, Т. 32, №3, С. 65-69. [2] М.А.Абдукадыров, И.О.Джуманиязов, Р.А.Муминов // Гелиотехника, 2011, №4, С. 75-77. [3] В.М.Ботрак, Л.С.Гагара, Л.В.Горчак // Гелиотехника, 1990, Т. 23, №3, С. 37-40. [4] Юсупов А., Адамбаев К., Тураев З.З. // Гелиотехника, 2015, №3, С. 52-55. [5] Katagiri H., Jimbo K. // Appl. Phys. Express, 2008, 041201. [6] Wang W., Winkler M.T., Gunawan O., Gokmen T., Todorov T.K., Zhu Y., Mitzi D.B. // Advanced Energy Materials, DOI: 10.1002 // aenm. 201301465. [7] S. Chen, X.G. Gong, A. Walsh, S.H. Wei // Appl. Phys. Lett., 2009, 94, 41903. [8] .Jiang M. and Yang X. // Cu₂ZnSnS₄ Thin Film Solar Cells: Present status and Future Prospects. // Solar Cells., Research and Appl. Persp., 2012, P. 107-143. [9] Гременок В.Ф., Тиванов М.С., Залесский В.Б. «Солнечные элементы на основе полупроводниковых материалов» // Минск: Изд. Центр БГУ, 2007, 224 С. [10] В.М. Андреев. // ФТП, 1999, Т.33, №9, С. 1035-1038. [11] Гук М.С. Спектры комбинационного рассеяния, электрические и фотолуминисцентные свойства полупроводниковых материалов Cu₂Zn(Sn,Ge,Si)(S,Se)₄ и (Fe,Mn)In₂S₄. // Автореферат докторской диссертации. Кишинев, 2014. [12] Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы: Теория и эксперимент. – М.: Энергоатомиздат. 1987, 280 С. [13] Г.Ламперт, П.Марк. Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир. 1973. 285 С. [14] E. Hernandez // Cryst. Res. Technol. 1998, v. 33, P. 285.

КРЕМНИЙ ҲАЖМИДАГИ МЕТАЛЛ НАНОЗАРРАЧАЛАРДА ФОТОЭЛЕКТРОН ЭМИССИЯНИ ЎРГАНИШ

Р.Алиев, М.Носиров

Андижон Давлат университети

Андижон, 170100, Узбекистон, Университет кўча, №129 уй

e-mail: alievuz@umail.uz

Аннотасия

Мақолада металл нанозарраларда локаллашган плазма резонанси ҳамда электромагнит майдон ва ўтказувчанлик электронларининг металл-ташқи муҳит чегарасида ўзгаришини ҳисобга олган ҳолда фотоэмиссия юзага келиши муҳокама қилинган. Металла нанозерралардан фотоэмиссия узлуксиз металлларга нисбатан юқорилиги ишининг янгилиги ҳисобланади.

Калит сўзлар: локаллашган плазма резонанси, нанозарралар, сиртий фотоэмиссия.

Яхлит муҳит электродинамикасининг ўта кичик металл заррачаларида локаллашган коллектив электрон кўзғалишларни назарий ўрганиш туфайли наноплазмоника эффектлари тушунтирилди. Бундай наноплазмоника эффектларидан замонавий амалий оптикада, оптоэлектроникада ва фотовольтаикада фойдаланиш тадқиқотчилар эътиборини тортиб келмоқда [1]. Фотоэлектрик энергия ўзгартиргичларнинг самарадорлигини ошириш мақсадида яримўтказгич сирт остига ёки ҳажмига киритилган металл нанозаррачалари билан боғлиқ фотоэлектрон эмиссия ва генерацияланувчи электромагнит тебранишлар ўзаро таъсирдан фойдаланилади [2].

Маълумки, металл нанозарралардан фотоэмиссия туфайли пайдо бўлган электронлар булут зичлигининг тебраниши оптик спектрнинг кўринма ва инфрақизил қисмида резонанс частотасига эга. Бошқача айтганда, турли частотали фотонлар оқимининг таъсири туфайли нанозарралар атрофида локаллашган плазма резонанси (ЛПР) юз бериши кузатилади. Шунинг учун нанолазмониканинги муҳим вазифаларидан бири ЛПР туфайли юзага келадиган оптик ва электрофизик жараёнларни ўрганишдир. ЛПР сиртий зарядлар потенциал ўра ҳосил қилиши ва бу ўрада электронларнинг ташқи электромагнит майдон (ЭМ) таъсирида тебраниши оқибатида юзага келади. ЛПР частотаси кичик зарралар учун уларнинг ўлчамларига боғлиқ бўлмасдан, кўпроқ уларнинг шаклига, материалга ва уни ўраб турган муҳитга боғлиқ бўлади. ЛПР частотасида ташқи ЭМ энергия зичлиги нанозарра ичида ташқаридагига нисбатан бир неча тартибга юқори бўлади. ЛПР уйғотилганда нанозарра ўзини резонатордек тутади. Металл нанозарраларнинг резонанс хоссалари (плазмонлар) ва ўз атрофларида ЭМни йиғиши жуда кўп янги эффектларни кузатишга имкон беради, улардан бири – гигант комбинацион сочилишдир. Бу эффектлар асосида плазмон нанозаррали оптоэлектрон қурилмалар, наноўлчамли лазерлар, юқори эффективли куёш элементлари таклиф қилинди ва баъзилари амалга оширилди [2].

ЛПР уйғотилишида юзага келадиган эффектлардан бири нанозарралардан фотоэлектрон эмиссиядир. Нанозарралардан фотоэмиссия макроскопик металл структуралар сиртида келадиган фотоэлектрон эмиссиядан кескин фарқ қилади, чунки нанозарра ичида ва атрофида ЭМ кескин ортиб кетади ва нанозарра юзининг ҳажмига нисбати макроскопик структураларга нисбатан анча юқоридир. Зеро, фотоэмиссия юзага келишида сиртнинг катта бўлиши ва ЭМ кучланганлигининг юқори бўлиши муҳим аҳамиятга эга. Шундай қилиб, нанозарраларнинг масса бирлигидан фотоэлектронларнинг чиқиши макроскопик структураларга нисбатан анча катта бўлади. Нанозарралар ҳисобига фотодетекторлар самарадорлигини ошириш катта амалий аҳамиятга моликдир. Нанозарралардан фотоэлектрон эмиссия ва унинг оптимал параметрларини аниқлаш учун фотоэлектрон эмиссия кесимини аниқлаш зарур бўлади.

Ушбу иш ЛПР уйғотилишини ҳисобга олган ҳолда металл нанозарралардан сиртий фотоэлектрон эмиссиянинг кесимини аниқлаш ва нанозарралардан фотоэлектрон эмиссия макроструктуралардагига нисбатан самарали эканлигини кўрсатишга бағишланган. Металл фотодетекторлар сиртида уларнинг самарадорлигини ошириш учун микро ва нано структуралар яратилган, лекин бу структуралар металл қобиклар билан яхши электр контактга эга бўлганлиги учун уларда ЛПР уйғотилиши ва фотоэлектрон эмиссия кучайтирилиши мумкин эмас. ЛПР уйғотилишини ҳисобга олган ҳолда металл нанозарралардан сиртий фотоэлектрон эмиссиянинг ортиши амалда кузатилган, лекин бу жараён назарий ва систематик ўрганилмаган.

Ушбу ишда [3] манбада келтирилган экспериментал натижаларга асосланиб, ЛПР уйғотилишини ҳисобга олган ҳолда металл нанозарралардан сиртий фотоэлектрон эмиссиянинг кесими ҳисобланган. Бунда электр майдони ва электрон массасининг сиртда сакраб ўзгариши ҳисобга олинади, бу фотоэлектрон эмиссиянинг кескин ортишига олиб келади.

Металл нанозарралар сиртидан фотоэлектрон эмиссия кесими

$$\sigma_{ph-em} = \frac{8\pi\hbar\omega}{cn_+} C_{em} |F|^2 K_{geom} \quad (1)$$

ифода орқали аниқланади, бу ерда $n_+ = \text{Re}\sqrt{\varepsilon_+}$ - нанозарранинг синдириш кўрсаткичи;

$$C_{em} = \frac{e^2 k T V^2}{\pi^2 \hbar^5 \omega^4} \int dx [1 + (\hbar\omega/V - 1)/x]^{1/2} \ln(1 + \exp(\frac{E_f - Vx}{kT})) U(x) |K_{dis}(x)|^2 - \text{ фотоэлектрон}$$

эмиссия эҳтимоллиги;

\hbar - Планк доимийси, e - электрон заряди, c - ёруғлик тезлиги, ω - частота, k - Больцман доимийси, V - потенциал тўсиқ баландлиги;

$$U(x) = \frac{4r_m^2}{(r_m + 1)^2 [x + r_m(1-x)] \{ (x + \hbar\omega/V)^{1/2} + [r_m(x + \hbar\omega/V - 1)]^{1/2} \}^2},$$

$$K_{dis}(x) = \frac{1}{2} (1 + \varepsilon_- / \varepsilon_+) [1 + \frac{1-r_m}{1+r_m} (2x + \hbar\omega/V - 1)] + \frac{1}{2} (1 - \varepsilon_- / \varepsilon_+) [x + \hbar\omega/V]^{1/2} + i(1-x)^{1/2}]^2$$

- электр майдонининг чегарада сакраб ўзгаришини ҳисобга олувчи функциялар;

$$F = \frac{1}{1 + R_{dep} - iR_{rad}} \frac{\varepsilon_+}{\varepsilon_+ + (\varepsilon_- - \varepsilon_+)L}, \quad R_{dep} = \frac{\varepsilon_+}{\varepsilon_+ + (\varepsilon_- - \varepsilon_+)L} (A\varepsilon_+ y^2 + B\varepsilon_+^2 y^4),$$

$$R_{rad} = \frac{16}{9r} \left(\frac{\pi a}{\lambda}\right)^3 \frac{\varepsilon_+}{\varepsilon_+ + (\varepsilon_- - \varepsilon_+)L}, \quad L = \frac{r^2}{2} \int \frac{du}{(u+r^2)^2 (u+1)^{1/2}} -$$

- деполяризация ва радиацион йўқотишларни ҳисобга олувчи функциялар,

A ва B - доимийлар;

$$K_{geom} = \frac{\pi a^2}{r} \left[\frac{r}{1-r^2} + \frac{1-2r^2}{(1-r^2)^{3/2}} \arcsin(1-r^2) \right]^{1/2} - \text{ нанозарра шакли ва ўлчамини ҳисобга}$$

олувчи функция;

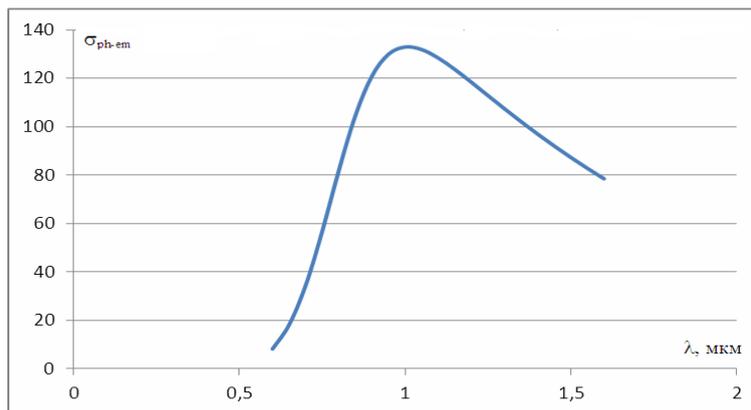
$$\varepsilon_-(\lambda) = \varepsilon_{Au}(\lambda) + (\lambda/\lambda_p)^2 \left[\frac{1}{1+i\lambda/\lambda_f} - \frac{1}{1+(i\lambda/\lambda_f)(a_c/a+1)} \right], \quad \varepsilon_{Au}(\lambda) = 12 + (\lambda/\lambda_p)^2 \frac{1}{1+i\lambda/\lambda_f},$$

$$\varepsilon_+(\lambda) = \varepsilon_\infty + \sum_{i=1}^3 \frac{C_i}{1 - (\frac{1.242}{\lambda E_i})^2 - i \frac{1.242}{\lambda E_i} \gamma_i} - F_1 \chi_1^{-2}(\lambda) \ln[1 - \chi_1^2(\lambda)] - F_2 \chi_2^{-2}(\lambda) \ln \frac{1 - \chi_1^2(\lambda)}{1 - \chi_2^2(\lambda)} -$$

- олтин ва кремний учун диэлектрик функциялар (диэлектрик синдирувчанликнинг тушаётган ёруғликнинг тўлқин узунлигига боғлиқлиги).

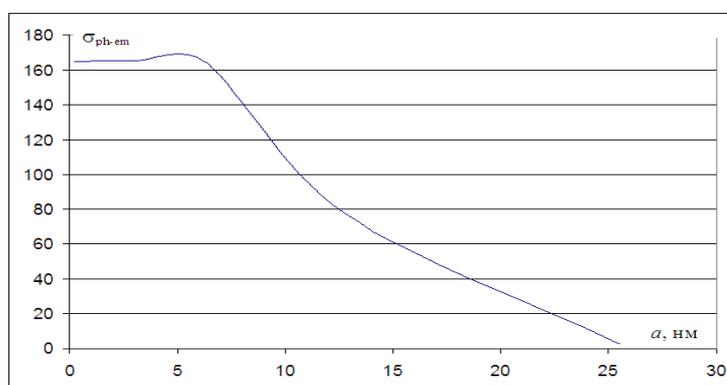
Табиийки, юқорида келтирилган ифодалардан фойдаланган ҳолда олтин нанозарралардан фотоэмиссия кесимининг тушаётган ёруғлик тўлқин узунлигига, нанозарра ўлчамига ва имкон қадар нанозарраларнинг ҳажмий зичлигига боғлиқлигини ўрганиш муҳим амалий аҳамиятга молик натижаларга олиб келиши кутилади. Бунинг учун муаллифлар томонидан Visual Basic-6.0 да махсус дастур тузилди ва ишга туширилди. Дастурнинг ўзига хос хусусияти шундаки, у катталиқлар орасидаги боғланишни нафақат жадвал, балки MS Excel да график кўринишида ҳам ифодалашга имкон беради. Дастур шунингдек, нанозарранинг массаси, энергияси, шакли, Ферми сатҳи ва температурани назорат қилишга имкон беради [4].

Дастлабки олинган ҳисоблаш натижаларига асосан 1-расмда олтин нанозарралардан фотоэмиссия кесимининг ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқлиги келтирилган. Кўриниб турибдики, ёруғлик тўлқин узунлиги $\sim 1,0$ мкм бўлганда фотоэмиссия кесими максимал қийматга эришади.



1-расм. Олтин нанозарралардан фотоэлектрон эмиссия кесимининг ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқлиги

2-расмда олтин нанозарралардан фотоэлектрон эмиссия кесимининг нанозарра ўлчамига боғлиқлиги келтирилган. Кўриниб турибдики, нанозарра ўлчами 5,5 нм бўлганда фотоэлектрон эмиссия кесими максимал қийматга эришади.



2-расм. Олтин нанозарралардан фотоэлектрон эмиссия кесимининг нанозарра ўлчамига боғлиқлиги

Фотоэлектрик энергия ўзгартиргичлари яратиш учун анъанавий қўлланиладиган р-типли кремнийда жойлашган сферик олтин нанозарраларда ЛПР ҳосил бўлувчи тўлқин узунлиги λ бўлганда фотоэлектрон эмиссия кесими ютилиш кесимининг бир неча фоизини ва нанозарра геометрик кесимининг ярмини ташкил этади. Шундай қилиб, агар нанозарраларнинг нисбий зичлиги 0,3 га тенг бўлса, барча фотонларнинг 5 %игина фотоэлектронларга айланади. $\lambda = 1 \text{ мкм}$ бўлганда нанозарралардан фотоэлектрон эмиссия токи олтин қатламидагига нисбатан икки тартибга юқори бўлади. Металл нанозарранинг радиуси оптимал қийматга эришганда фотоэлектрик эмиссион ток энг юқори бўлади.

Олинган ҳисоблаш натижалари юқори сезгирликка эга бўлган фотодетекторлар ва фотоэлектрик энергия ўзгартиргичлар яратишда олтин нанозарраларни кремний ҳажмига киритиш орқали эришиладиган наноплазмоника эффектидан фойдаланиш имкониятларини кенгайтиришга ҳизмат қилади.

АДАБИЁТЛАР

[1] Brongersma M. L., Kik P. G. Surface Plasmon Nanophotonics (Springer, 2007). [2] Алиев Р. Применение эффекта наноплазмоники для повышения эффективности кремниевых солнечных элементов. // Материалы III междунар. конф. по оптическим и фотоэлектрическим явлениям в полупроводниковых микро- и наноструктурах. 14-15 нояб. 2014 г. Ташкент. С. 133-134. [3] Климов В В, Наноплазмоника (М.: Физматлит, 2009), 471 с. [4] Алиев С.Р., Насиров М.З., Алиев Р.У., Мадумарова Л.М. Наноплазмоника в фотовольтаике, Авторское свидетельство № DGU 03861, 2016.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМООБРАЗОВАНИЯ ВАХ МОП-ТРАНЗИСТОРОВ В СХЕМЕ С ОБЩИМ СТОКОМ

Х. Арипов¹, А. Абдуллаев², Ш. Тошматов³

Ташкентский университет информационных технологий

*E-mail: ¹Khayrulla-Aripov@yandex.ru, ²akhmed0124@gmail.com, ³shu-toshmatov@mail.ru

Аннотация.

В статье приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований закономерностей формообразования вольт-амперных характеристик МОП-транзисторов в схеме с общим стоком. Показано принципиальное отличие входных и выходных характеристик в схеме с общим стоком от аналогичных характеристик в схеме с общим истоком.

Ключевые слова: микросхемотехника, интегральные микросхемы, операционный усилитель, МОП-транзистор, схема усилителя на основе МОП-транзисторов, семейства сток-затворных и стоковых характеристик.

1. Введение

Повторители напряжения являются усилителями тока с единичным коэффициентом передачи по напряжению и широко используются в выходных каскадах усилителей мощности. Выходные каскады применяются, в основном, для более полного использования напряжения питания. В связи с чем, усилительные элементы в них включены по схеме с общим выходным электродом (стоком, коллектором, анодом).

Целью исследований является установление наиболее существенных взаимосвязей и закономерностей формообразования ВАХ униполярных усилительных элементов – полупроводниковых полевых транзисторов со структурой МОП в схеме с общим стоком. Полученные характеристики и вычисленные параметры должны адекватно отражать всю гамму реально существующих явлений и взаимосвязей, а не исходить из тех или иных априорных представлений о существенном и несущественном, как это имеет место в подавляющей части научных разработок по этому вопросу.

2. Объекты исследования

На первой стадии этого поиска рассмотрен режим насыщения в МОП-транзисторах, поскольку именно этот режим свойственен усилителям мощности классов А, А⁺, АВ, В и G [1-2].

На второй стадии исследования ВАХ униполярных усилительных элементов производилась симуляция электронных схем при помощи моделирующих программ Labview, SignalExpress, Multi-Sim 10.1, Ultibroand компании NationalInstruments.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1, а приведены графики зависимости токов истока и стока от напряжения затвор-сток в схеме с общим стоком (ОС) при фиксированных значениях напряжения исток-сток. Токи электродов МОП-транзистора $I_{и}$, $I_{с}$ с ростом входного напряжения $U_{зс}$ уменьшаются по закону параболы и сдвигаются вправо с увеличением входного напряжения $U_{зс}$.

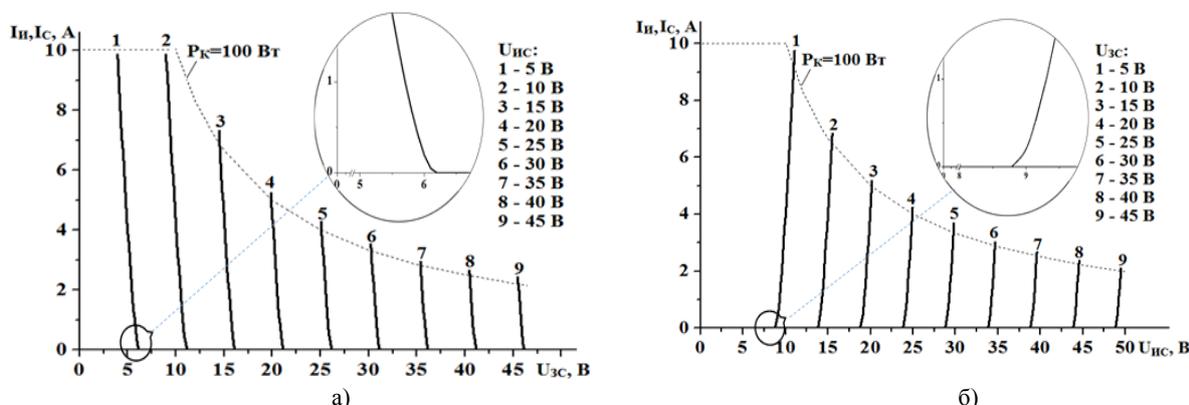


Рис.1. Вольт-амперные характеристики МОП-транзистора IRF9640 с индуцированным р-каналом в схеме с общим стоком: формообразования вольт-амперных характеристик $I_{и} = I_{с} = f(U_{зс})$ (а) и $I_{и} = I_{с} = f(U_{ис})$ (б) при фиксированных значениях напряжений $U_{ис}$ и $U_{зс}$ соответственно

На рис.1, б приведены графики зависимости токов истока и стока от напряжения исток-сток МОП-транзистора IRF9640 в схеме с ОС при фиксированных значениях напряжения затвор-сток. Токи электродов МОП-транзистора I_B , I_C с ростом выходного напряжения $U_{ИС}$ увеличиваются по закону параболы и сдвигаются вправо с увеличением входного напряжения затвор-сток $U_{ЗС}$.

На рис.2 приведены совмещённые семейства истоко-затворных и истоковых характеристик МОП-транзистора IRF9640 в схеме с ОС.

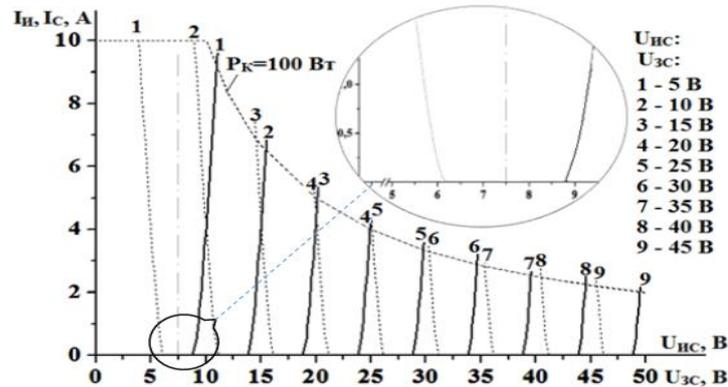


Рис.2. Совмещённые семейства истоко-затворных(пунктирные линии) и истоковых (сплошные линии) характеристик МОП-транзистора IRF9640 с индуцированным р-каналом в схеме с общим стоком.

Совмещённые семейства истоко-затворных и истоковых характеристик МОП-транзистора в схемах с ОИ образуют симметричные функции относительно вертикальной оси с координатами $U_{ИС} = U_{ЗС}$. Степень симметричности истоко-затворных и истоковых характеристик определяется величиной статического коэффициента усиления МОП-транзистора $\mu_{ОС}$ в схемах с ОС. Для МОП-транзистора IRF9640 в схеме с ОС симметричность наступает при $\mu_{ОС} = 0,9975$ и токе $I_C = 0,5$ А.

Совмещение ВАХ МОП-транзистора в схемах с ОИ и с ОС позволяет установить общие закономерности формообразования ВАХ усилителей мощности.

На рис.3 приводятся совмещённые семейства стоко-затворных характеристик МОП-транзистора IRF9640 в схемах с ОС (сплошные линии) и ОИ (пунктирные линии). Полагая $U_{СИ} = \text{const}$, видим, что зависимости стокового и истокового токов от напряжения затвора $U_{ЗИ}$ представляются параболой (рис.5, кривые 1÷5) с малой расходимостью. Несколько изменяется лишь наклон характеристик.

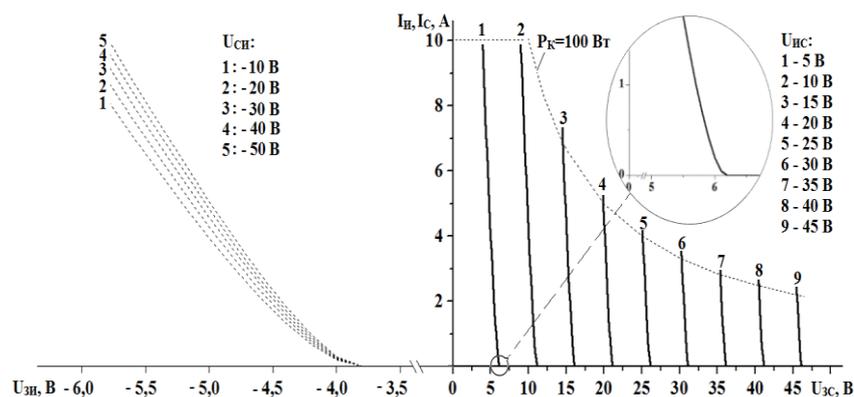


Рис.3. Совмещённые семейства стоко-затворных характеристик МОП-транзистора IRF9640 с индуцированным р-каналом в схемах с общим стоком (сплошные линии) и с общим истоком (пунктирные линии).

Аналогично, полагая $U_{ИС} = \text{const}$, видим, что зависимости стокового и истокового токов от напряжения затвор-сток $U_{ЗС}$ тоже представляются параболой, смещающимися параллельно самим себе при изменении напряжения $U_{ИС}$ на величину $U_{ЗС \text{ пор}} = U_{ИС} - U_{ЗИ \text{ пор}}$.

Сравнив стоковые в схеме с ОИ и истоковые ВАХ в схеме с ОС в одном масштабе, получим совмещённые семейства стоковых характеристик МОП-транзистора.

На рис.4 приводятся совмещённые семейства стоковых характеристик МОП-транзистора IRF9640 в схемах с ОИ (пунктирные линии) и с ОС (сплошные линии). Полагая $U_{ЗИ} = \text{const}$, видим, что зависимости стокового и истокового токов от напряжения стока-исток $U_{СИ}$ пред-

ставляются как “пентодные” характеристики, смещающимися вверх параллельно самим себе при изменении напряжения затвор-исток (рис.4, кривые $U_{зс}$, В: - 3,9, - 4,1, - 4,3, - 4,5, - 4,7, - 4,9, - 5,1, - 5,3, - 5,5, - 5,7) на величину $\Delta U_{зи} = 0,2$ В.

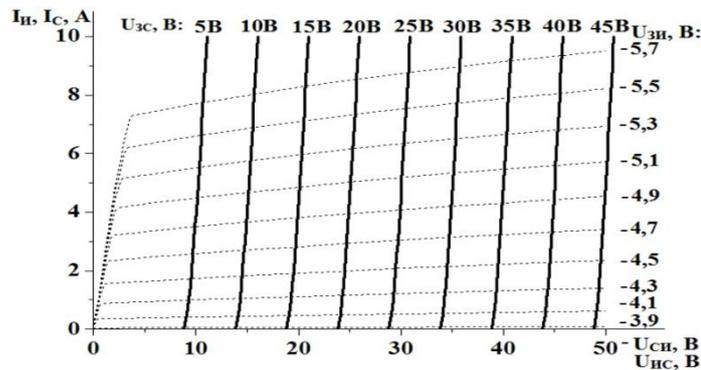


Рис.4. Совмещённые семейства стоковых характеристик МОП-транзистора IRF9640 с индуцированным р-каналом в схемах с общим стоком (сплошные линии) и с общим истоком (пунктирные линии).

Аналогично, полагая $U_{зс} = \text{const}$, видим, что зависимости стокового и истокового токов от напряжения исток-сток $U_{ис}$ представляются параболой, смещающимися параллельно самим себе при изменении напряжения $U_{зс}$ (рис.6, кривые $U_{зс}$, В: 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45) на величину $U_{ис\text{ пор}} = U_{зи\text{ пор}} + U_{зс}$. Динамическое сопротивление того же МОП-транзистора IRF9640 в схеме с ОИ резко уменьшается в $\mu_{ОИ} / \mu_{ОС} = 190$ раз.

Совмещённые семейства истоко-затворных и истоковых характеристик МОП-транзистора в схемах с ОИ образуют симметричные функции относительно вертикальной оси с координатами $U_{ис} = U_{зс}$. Степень симметричности истоко-затворных и истоковых характеристик определяется величиной статического коэффициента усиления МОП-транзистора в схемах с ОС.

Совмещённые семейства стоковых характеристик МОП-транзистора в схеме с ОИ и истоковых характеристик в схеме с ОС показал, что:

- при $U_{зи} = \text{const}$ зависимости стокового и истокового токов от напряжения сток-исток $U_{си}$ являются линейной функцией с очень малым угловым коэффициентом, возрастающим с ростом напряжения затвор-исток;

- при $U_{зс} = \text{const}$ зависимости стокового и истокового токов от напряжения исток-сток $U_{ис}$ представляются параболой, смещающимися параллельно самим себе при изменении напряжения $U_{зс}$ на величину $U_{ис\text{ пор}} = U_{зи\text{ пор}} + U_{зс}$;

- наблюдается эффект уменьшения динамического внутреннего сопротивления МОП-транзистора в схеме с ОС относительно динамического сопротивления того же МОП-транзистора в схеме с ОИ в $\mu_{ОИ} / \mu_{ОС}$ раз.

4. Заключение

Результаты теоретических и экспериментальных исследований закономерностей формообразования вольт-амперных характеристик усилительных элементов в схеме с общим выходным электродом (стоком, коллектором, анодом) позволили авторам создать усилители, обладающие минимально возможным коэффициентом нелинейных искажений при предельно низком энергопотреблении [3-4].

ССЫЛКИ

- [1] DouglasSelf., 2015. SelfonAudio: CollectedArticlesofDouglasSelf, thirded. NewPublicationsEdition. [2] Данилов А.А., 2004. Прецизионные усилители низкой частоты. М.: Горячая линия-Телеком. [3] Патент РУз № IAP 04640. Усилитель мощности. /Арипов Х.К., Алимova Н.Б., Арипова З.Х., Бустанов Х.Х., Мавланов А.Р., Обьедков Е.В., Тошматов Ш.Т.// Бюллетень №1 от 31.01.2013 г. [4] Sh.ToshmatovPoweramplifierwith injection-voltaic transistorwith quiescent current stabilization. // Труды СКФ МТУСИ, часть, II– Ростов-на-Дону, 2015. –С 303-306.

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЕФЕКТОВ НА ГРАНИЦЕ ОКСИД-ПОЛУПРОВОДНИК НА СТОКО-ЗАТВОРНУЮ ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ И ВОЛЬТ-ФАРАДНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОП ТРАНЗИСТОРА

А.Э.Атамуратов, З.А.Атамуратова, А.Абдикаримов, М.Холиллаев, А.Юсупов

Ургенчский государственный университет, г. Ургенч, 220100, ул. Х. Олимджана, 14, Узбекистан,

E-mail: atabek.atamuratov@yahoo.com

Ташкентский автомобильно-дорожный институт, г. Ташкент

E-mail: ayus@mail.ru

Аннотация.

В статье рассматривается влияние неоднородности бокового распределения заряженных граничных дефектов на ток стока и емкость перехода исток-подложка в нанометровом МОП транзисторе. Результаты моделирования показывают, что ток стока и емкость перехода исток(сток)-подложка зависят как от неоднородного распределения дефектов вдоль длины так и вдоль ширины канала. Максимальное изменение тока стока наблюдается при локализации дефектов в центре плоскости раздела. Так же наблюдается зависимость отношения емкости исток-подложка к емкости сток-подложка от положения заряженной области вдоль длины канала.

Ключевые слова: МОПТ, граничные дефекты, передаточная вольтамперная характеристика, затвор, распределение потенциала.

1. Введение

Потребность в увеличении степени интеграции интегральных микросхем вызывает разработку МОП транзисторов с размерами почти достигающими предельных физических границ. Проявление деградационных эффектов при достижении предельных размеров вынуждает использование новых материалов. В частности предлагается использование как новых подзатворных диэлектриков с более высокой диэлектрической проницаемостью так и новых двумерных полупроводниковых материалов в качестве канала транзистора. Использование как новых диэлектриков так и новых полупроводников ставит новые задачи одним из которых является исследование дефектных свойств границы раздела диэлектрик-полупроводник. В настоящее время разработано много эффективных методов определения типа и концентрации дефектов на границе диэлектрик-полупроводник в МОП транзисторах и МОП структурах. Среди них можно отметить метод вольт-фарядных характеристик, метод подпорогового тока, метод накачки заряда и другие [1-3]. Все эти методы позволяют определить распределение заряда в глубину полупроводника от границы раздела диэлектрик-полупроводник и не дают информации о боковом распределении дефектов вдоль границы раздела. Метод сканирующей емкостной спектроскопии позволяет определить распределение дефектов вдоль границы раздела только в МОП структурах и при этом оно основано на использовании механических частей [4]. Поэтому важной задачей является разработка методов определения распределения дефектов вдоль границы раздела диэлектрик-полупроводник.

2. Постановка задачи и результаты моделирования

В предыдущих наших работах рассматривалось влияние неоднородного бокового распределения на вольтемкостную характеристику переходов исток-подложка и сток-подложка [5,6]. В данной работе моделируется влияние различного бокового распределения как на ток стока в переходной вольтамперной характеристике так и на емкость переходов исток-подложка и сток-подложка кремниевого наноразмерного п-МОП транзистора.

3D моделирование проводилось с использованием программы Сентаурус [7]. Рассматривался планарный МОП транзистор с длиной и шириной затвора 50 нм (Рис.1). Истоковая и стоковая области легировались арсенидом до концентрации 10^{20} см^{-3} и подложка легирована бором концентрацией 10^{17} см^{-3} . Толщина оксидного SiO_2 слоя составляет

1 нм. В качестве затвора использовался поликремний легированный арсенидом до концентрации 10^{20} см^{-3} .

Для моделирования неоднородного распределения граничных электроактивных дефектов, поверхность границы раздела была условно разделена на равные полосы шириной 2.5 нм как вдоль так и поперек длины канала (рис.2). Переходная вольтамперная характеристика определялась при различных положениях встроенного ловушечного заряда по указанным частям плоскости границы. На рисунке 3 показана типичная переходная стоко-затворная вольтамперная характеристика при

напряжении на истоке 50 мВ. На рис.4 показаны относительные изменения тока стока приподпороговом напряжении на затворе -1 В и напряжении на истоке 50 мВ, при локальном встраивании ловушечного заряда в выделенных частях плоскости раздела.

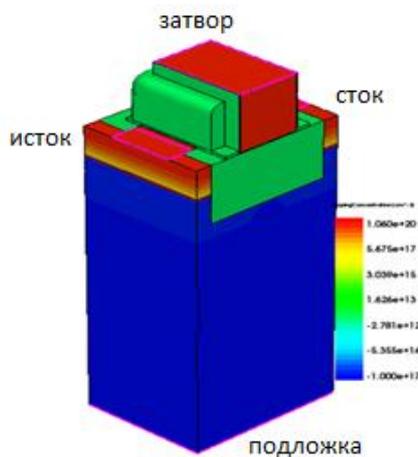


Рис.1 Моделируемый МОП-транзистор

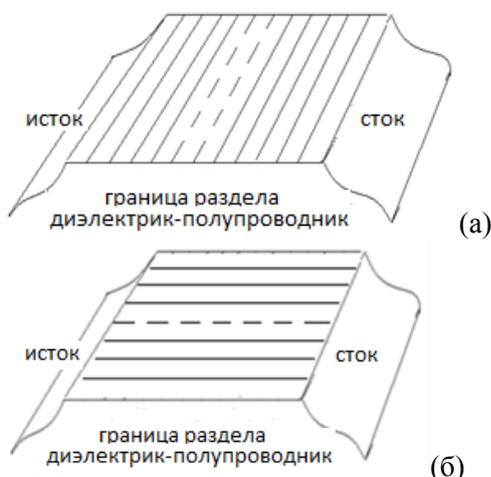


Рис 2. Поверхность раздела условно разделена на поперечные (а) и продольные (б) к направлению канала области от истока до стока.

Плотность встроенного заряда выбиралась равной 10^{12} см⁻². Из результатов видно, что ток стока имеет строгую зависимость как от продольного так и поперечного положения встроенного заряда. Максимальное изменение тока стока имеет место при локализации заряда в центре плоскости раздела, что очевидно связано с формой распределения потенциала в канале транзистора (рис 4).

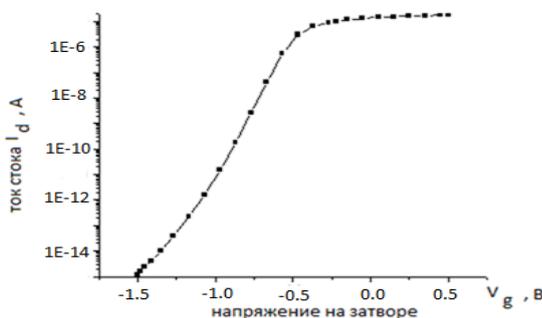


Рис. 3. Типичная переходная стоко-затворная вольтамперная характеристика исследуемой МОПТ при напряжении на истоке 50 мВ.

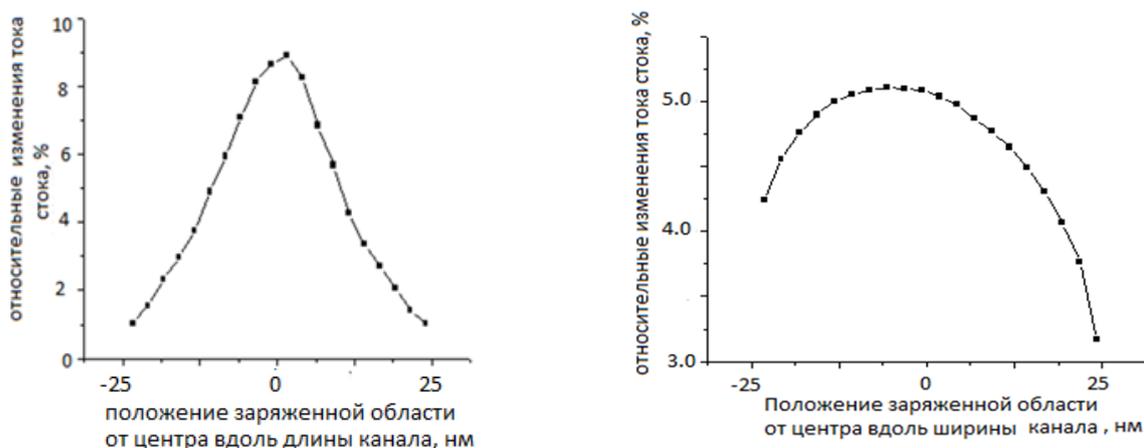


Рис.4. Относительные изменения тока стока при различных положениях граничного ловушечного заряда.

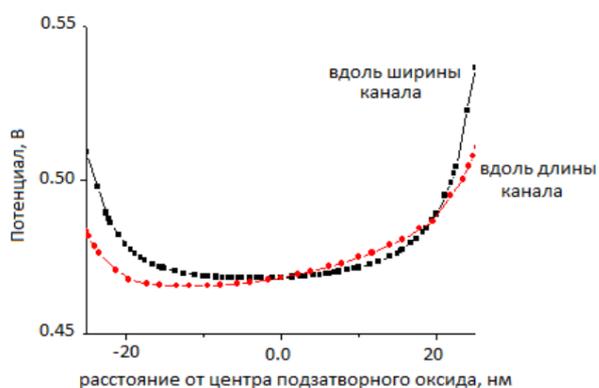


Рис.5. Распределение потенциала вдоль и поперек длины канала на глубине 6 нм от границы раздела вглубь полупроводника.

Наблюдается также зависимость емкостей переходов исток-подложка (C_{bs}) и сток-подложка (C_{bd}) от положения заряженной полосы вдоль направления длины канала (рис 6). Изменение емкостей переходов исток-подложка и сток-подложка от положения заряженной полосы вдоль канала, очевидно, связано с влиянием заряда встроенного на границе оксид-полупроводник на ширину обедненной области и как следствие на емкость указанных переходов. Но это влияние имеет различный характер при различных положениях указанных заряженных областей: при расположении заряженной полосы около краёв канала (на расстояниях 12,5 нм от истока и стока) ёмкость увеличивается, в остальной области (от 12,5 нм до 47,5 нм) уменьшается с удалением заряженной полосы от истока. Такая же зависимость наблюдается и для перехода сток-подложка. Такая не монотонная зависимость изменения емкостей переходов от положения заряженной области связана как с влиянием потенциала встроенного заряда так и распределения потенциала на поверхности полупроводника вдоль направления канала. Строгая зависимость от положения заряженной области также наблюдается в величине отношения C_{bd}/C_{bs} (рис 7). В этой зависимости видно, что при локализации встроенного заряда в половине границы раздела близкой истоку отношение всегда имеет значение большее единицы, и при встраивании заряженной полосы в половине близкой к стоку отношение всегда имеет значение меньше единицы.

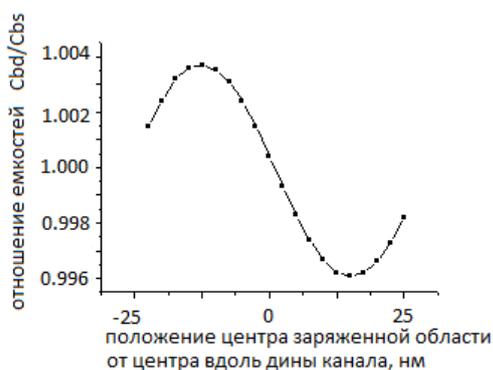


Рис 6. Зависимость изменения емкости перехода исток-подложка (1) и сток-подложка (2) от положения заряженной полосы вдоль направления длины канала.

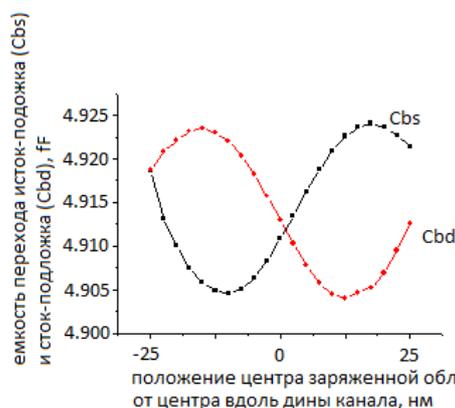


Рис 7. Зависимость изменения отношения C_{bd}/C_{bs} от положения заряженной полосы на границе раздела вдоль направления канала

3. Заключение

В заключении можно отметить, что имеется зависимость тока стока и емкостей переходов исток-подложка и сток-подложка от положения заряженной области как в продольном, так и в поперечном направлении по отношению к длине канала.

Максимальное изменение тока стока наблюдается при локализации заряда в центре плоскости раздела. Наблюдается определенная симметрия в изменении тока стока по отношению к центру плоскости раздела. Изменения тока стока, вызванные встраиванием заряда на границе, находятся в пределах 2-10% в зависимости от положения заряда.

Изменение емкостей переходов исток-подложка и сток-подложка в зависимости от положения встроенного заряда имеет монотонный характер в диапазоне положений заряженной полосы на расстояниях 12.5нм от переходов исток-подложка и сток-подложка. Отношение C_{bd}/C_{bs} строго зависит от области расположения встроенного заряда, и оно больше единицы при встраивании заряда в половине границы раздела близкой к истоку и меньше единицы при встраивании заряда в области близкой к стоку.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Terman L.M.//Sol.St.Electron. 1962. N5. P.285 [2] Winokur P.S., Schwank J.R., Mcwhorter P.J. et.al.//IEEE Trans.on Nucl.Sci.1984. Vol NS-31. N6, P.1453-1460 [3] Schwank J.R., Winokur P.S., Mcwhorter P.J. et.al.//IEEE Trans.on Nucl.Sci.1984. Vol NS-31. N6, P.1434-1438 [4] Barret R.C. and Quate C.F. J. Appl. Phys. 1991, 70, pp. 2725-2733 [5] Атамуратов А.Э., Матрасулов Д.У., Хабибуллаев П.К. // ДАН. 2007. Т. 414. № 6. С. 761–764. [6] Атамуратов А.Э., Юсупов А., Адинаев К.// Неорганические материалы, 2001, т.37. N 8, с. 910-912. [7] Manual of Sentaurus Device from Synopsys Inc., Version D-2013.03.

МЕХАНИЗМЫ ПЕРЕНОСА ТОКА В CdTe–ДЕТЕКТОРНЫХ СТРУКТУРАХ С БАРЬЕРОМ ШОТКИ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК С ОРТОГОНАЛЬНЫМИ К ПОДЛОЖКЕ КРИСТАЛЛИТАМИ.

А.С. Ачилов, Р.Р. Кобулов, Ш.А. Мирсагатов

Физико-технический Институт, Научно-производственное объединение «Физика-Солнце» Академия Наук Узбекистана. E-mail: alimardon.uzb@mail.ru

Аннотация

Для регистрации ядерных излучений созданы пленочные CdTe-детекторные структуры с барьером Шоттки. Структуры изготовлены на основе крупноблочных p-CdTe пленок с удельным сопротивлением $\rho \sim 10^7 \Omega \cdot \text{см}$. Кристаллиты пленок расположены ортогонально к плоскости Mo-подложки, на которой они сформированы. Измерены вольт-фарадные, вольтамперные характеристики структур и определены механизмы переноса носителей тока при различных величинах напряжения смещения. Результаты объясняются в рамках диффузионного и дрейфового механизмов переноса тока, учитывающего возможность обмена свободными носителями внутри рекомбинационного комплекса. При повышенных напряжениях смещения происходит инжекция неосновных носителей в базу структур. Установлено, что источником инжекции электронов в базу является Mo-контакт и соединение MoO_3 вблизи него. Улучшение характеристик детекторных структур связано с устранением процессов инжекции электронов.

Ключевые слова: пленки, кадмий теллур, детектор, барьер Шоттки, тыловой контакт, инжекция, шум.

1. Введение.

Теллурид кадмия широко применяется для создания детекторов рентгеновского (X) и γ -излучений. Большие атомные номера компонент этого материала и ширина запрещенной зоны обеспечивают более высокую эффективность регистрации ядерных излучений CdTe детекторами без охлаждения по сравнению с Si и Ge детекторами. Монокристаллические CdTe и $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ детекторы уже показали свое преимущество перед Si и GaAs детекторами и с успехом применяются в спектрометрии X и γ -излучений. [1-8].

Однако детекторные структуры на основе монокристаллов соединений A^2B^6 имеют ряд недостатков. Основным недостатком является наличие в них значительного количества дефектов различной природы, которые уменьшают времена жизни носителей заряда и ухудшают функциональные характеристики детекторов.

Крупноблочные поликристаллические CdTe-пленки со столбчатой структурой зерен (кристаллитов) обладают уникальными свойствами. Основным преимуществом такого материала является то, что его кристаллиты в направлении вертикального роста обладают свойствами монокристаллов, а в горизонтальном направлении свойствами поликристаллов. Границы между кристаллитами являются стоками для дефектов различного рода, что приводит к увеличению времени жизни неосновных носителей заряда в кристаллитах. Создание на основе таких полупроводниковых мате-

риалов структур с протяженной базой, в которой ток практически остается постоянным, при изменении напряжения смещения в широком диапазоне, является актуальной задачей.

Целью данной работы является исследование механизмов обратного и прямого токов, электрической емкости в созданных пленочных детекторных структурах с барьером Шоттки на основе крупноблочных поликристаллических p -CdTe пленок. Отметим в частности, что наличие такого барьера позволяет исследовать влияние приконтактных областей тылового контакта на характеристики пленочных p -CdTe детекторных структур.

Для решения выше поставленной задачи нами была создана Al- p -CdTe-Mo -структура, с толщиной базы (p -CdTe) $d \approx 120 \mu\text{m}$, которая содержит в конструкции МОП- элементы с барьером Шоттки. Проведенные исследования рентгеноструктурного фазового анализа Al- p -CdTe-Mo-структуры позволило установить ее реальное строение, а именно: Al-Al₂O₃- p -CdTe-MoO₃ (или твердый раствор (CdTe)_{1-x-y}Mo_x(MoO₃)_y)-Mo[4]. Такая транзисторная структура в окончательном виде представляется как n^+ - p - n -структура, база (p -CdTe) которой с двух сторон контактируется с широкозонными тонкими окисными слоями n -Al₂O₃ и n -MoO₃ или твердым раствором (CdTe)_{1-x-y}Mo_x(MoO₃).

2. Экспериментальные результаты.

2.1 Вольтамперная характеристика

Анализ ВАХ показывает, коэффициент выпрямления « K » (определяемый как отношение прямого и обратного тока при фиксированном напряжении смещения $V_b = 25 \text{ V}$), составляет $K \approx 10^4$. Отсюда следует, что фронтальный n^+ - p - переход обладает более высокими инжекционными свойствами по сравнению с тыльным переходом. При включении такой структуры в обратном направлении тока на вольтамперной характеристике (ВАХ) появляется протяженный сублинейный участок (рис.1). В работах [3-4] показано, что появление сублинейного участка в ВАХ обусловлено инжекцией электронов из тылового МОП-контакта и возникновением в базе (p -CdTe) встречных диффузионных и дрейфовых токов.

2.2 Обратная ветвь вольтамперной характеристики

При включении структуры Al- p -CdTe-Mo в обратном направлении тока появляется протяженный сублинейный участок на вольтамперной характеристике (ВАХ) (рис.1). Показано, что появление сублинейного участка на обратной ВАХ связано с инжекцией электронов из тылового МОП-контакта и возникновением в базе (p -CdTe) диффузионных и дрейфовых токов, направленных против друг другу [6], а также расширением слоя объемного заряда. Компенсация дрейфовых и диффузионных потоков неравновесных носителей заряда приводит к возрастанию сопротивления базы в широком диапазоне напряжения смещения ($V_b \approx 0.3 - 70 \text{ V}$). При этом ток остается почти постоянным $\sim 6.7 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2$, в начале, и $\sim 6.9 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2$, в конце сублинейного участка. Исследование проводилось при комнатной температуре. Такая структура с протяженной базой может быть использована для создания детекторов ядерных излучений и переключательных устройств.

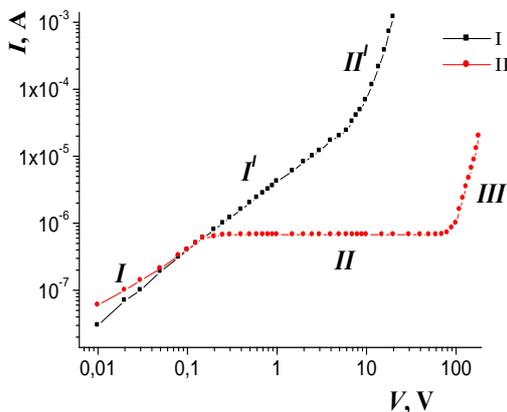


Рис. 1 ВАХ Al- p -CdTe-Mo-структуры при $T = 300 \text{ K}$: I - прямая, II - обратная ветвь.

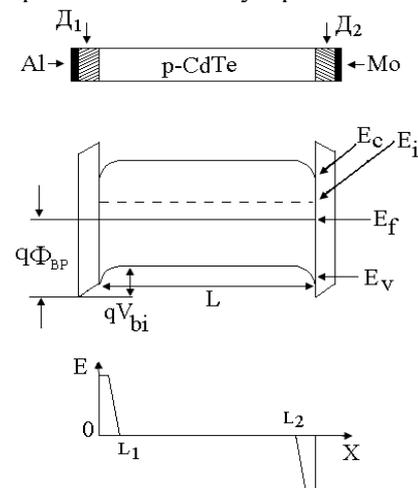


Рис. 2 Распределение электрического поля и энергетическая зонная диаграмма Al-CdTe-Mo-структуры.

Для создания приборных устройств на основе такой структуры необходимо знать влияние внешнего воздействия на выходные параметры структуры, в том числе на стабильность ВАХ. Про-

веденный анализ показывает, что на первом участке ток в структуре ограничивается рекомбинацией неравновесных носителей (НН) в базе (*p*-CdTe) и обратная ВАХ описывается формулой В.И.Стафеева [7], где учитывается сопротивление толщины базы.

$$I = I_0 \cdot \exp \cdot (qV / c \cdot kT), \quad (1)$$

$$\text{где } c = (2b + ch \cdot w / L + 1) / (b + 1), \quad (2)$$

$$I_0 = (kT / q) \cdot (Sb \cdot ch(w / L)) / [(2(b + 1) \cdot L \cdot \rho \cdot tg \cdot w / 2L)], \quad (3)$$

здесь $b = \mu_n / \mu_p$ – отношение подвижностей электронов и дырок, ρ – удельное сопротивление базы, L – длина диффузии неосновных носителей, S – активная площадь структуры.

Подставляя экспериментальное значение $c = 3.7$ в формулу (2), находим, что: $L_n = 5.4 \mu\text{m}$ и $\mu_n \tau_n = 1.17 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2 / \text{V}$ (произведение подвижности на время жизни электронов) при значениях: $b = 10$ [4] и $w = 9.4 \mu\text{m}$ при комнатной температуре. При этом в качестве базы использована толщина объемного заряда.

После сублинейного участка ВАХ прослеживается степенная зависимость тока от напряжения типа $J \sim V^\alpha$, где $\alpha \approx 4.8 - 4.9$. Такая степенная зависимость тока от напряжения проявляется при высоком уровне инжекции, когда ток состоит в основном из дрейфового тока. При этом рекомбинационные процессы в базе структуры происходят не только через простые рекомбинационные центры [7], но также через дефект-примесные комплексы. В этом случае выражение для скорости рекомбинации претерпевает принципиальное изменение и принимает вид:

$$U = N_R \frac{c_n c_p (np - n_i^2)}{c_n (n - n_i) + c_p (p - p_i) + \alpha \tau_i np}, \quad (5)$$

Рекомбинационные комплексы по составу могут быть разные: донорно-акцепторные пары или двухуровневый рекомбинационный комплекс любой природы [6], сложные комплексы типа «отрицательно заряженный акцептор + положительно заряженный ион внедрения» или «положительно заряженный донор + отрицательно заряженная вакансия», возникающие в результате рекомбинационно - стимулированных процессов [7], а в работах [6] – при распаде сложных комплексов типа «мелкий донор + вакансия». Несмотря на различия типа комплексов, в них прослеживается одна общая закономерность – рекомбинация неравновесных электронов и дырок в них происходит с задержкой, и учет инерционности электронного обмена внутри рекомбинационного комплекса обуславливает появления последнего члена в знаменателе формулы (5), который при достаточно высоком уровне возбуждения может стать определяющим. В этом случае в знаменателе выражения реализуется неравенство

$$c_n (n + n_i) + c_p (p + p_i) < \alpha \tau_i np, \quad (6)$$

и ВАХ имеет следующее аналитическое выражение для структуры базой *p*-типа:

$$V = \frac{(b + 1)w^2 N_R}{b N_a \mu_n \tau_i} + \frac{w \sqrt{J} b}{q \mu_n (b + 1) C} + \frac{2(b + 1)w^2 N_R c_p}{b N_a \mu_n \alpha \tau_i C \sqrt{J}} = A + B \sqrt{J} - \frac{D}{\sqrt{J}}, \quad (7)$$

Так как исследуемая структура создана на основе сильно компенсированного теллурида кадмия, поэтому концентрация мелких акцепторных центров $N_A = N_a - N_d$. Параметр C связан с концентрацией электронов на границе *p*-CdTe с окисью *n*-MoO₃ или твердым раствором (CdTe)_{1-x}Mo_x(MoO₃) следующим выражением (8) [7]:

$$p(0) = C \sqrt{J}, \quad (8)$$

Зависимость (7) позволяет описать любое значение наклона ВАХ типа $J \sim V^\beta$, в том числе участка резкого роста. Сопоставление участка обратной ВАХ зависимостью $J \sim V^{\beta \approx 4.7-4.8}$ с выражением (7) позволяет определить такие параметры, как N_R / τ_i , $p(0)$, $\frac{c_p}{\alpha} (\tau_i$ – время задержки внутри комплекса, N_R – концентрация комплексов). Для этого, как в работе [4], составляется уравнение прямой линии для заданных экспериментальных точек. Например, составляя уравнение прямой линии для двух экспериментальных точек (J_1, V_1 и J_2, V_2), определяем значение напряжения

$$V = V_1 - \frac{V_1 - V_2}{J_2 - J_1} J_1, \quad (9)$$

которое затем приравняем к значению $A = \frac{(b+1)w^2 N_R}{N_A \mu_n \tau_i}$ из формулы (7). Далее, подставляя зна-

чение $w = 120 \text{ }\mu\text{m}$, $b = 10$, $\mu_n \approx 100 \frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}}$ и $N_A = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^3$ в (7), определяем $\frac{N_R}{\tau_i}$. Определенные та-

ким путем значения $\frac{N_R}{\tau_i}$ при различных температурах приведены. Для определения других пара-

метров из участка резкого роста тока выбирались три экспериментальные точки (V_1, J_1) , (V_2, J_2) , (V_3, J_3) и для них составляли три уравнения для определения коэффициентов B и D:

$$B = \frac{V_2 - V_1}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}} - \frac{D\left(\frac{1}{\sqrt{J_1}} - \frac{1}{\sqrt{J_2}}\right)}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}}, \quad (10) \quad D = \frac{(V_3 - V_2) - (V_3 - V_2) \frac{\sqrt{J_3} - \sqrt{J_2}}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}}}{\left(\frac{1}{\sqrt{J_2}} - \frac{1}{\sqrt{J_3}}\right) - \left(\frac{1}{\sqrt{J_1}} - \frac{1}{\sqrt{J_2}}\right) \frac{\sqrt{J_3} - \sqrt{J_2}}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}}}, \quad (11)$$

которые затем приравнивались к их аналитическим значениям в формуле (7), что позволило оценить значения $\mu_n C$, $n(0)$, N_R/τ_i .

Анализ обратной ВАХ структуры Al-p-CdTe-Mo показывает, что она имеет достаточно сложный механизм переноса тока, о чем свидетельствует последовательность участков: $I = I_0 \exp\left(\frac{eV}{3.7kT}\right)$, $I \sim V^{0.005}$ и $I \sim V^{4.7}$ при комнатной температуре (см.рис.1). Такая последовательность участков ВАХ не соответствует с последовательностью ВАХ, для которых в работе [6] было учтено влияние инерционности внутрикомплексного электронного обмена на процессы рекомбинации и токопереноса.

Как указывалось выше, обсуждаемая структура представляется как n^+ -p-n-структура, и в ней n^+ -p- переход является идеальным, а p-n- неидеальным. Поэтому при включении такой структуры в обратном направлении тока аккумулируются неосновные неравновесные носители возле идеального контакта. В теории [6] не рассматривается структура с развитой аккумуляцией. Однако, в этой работе как в [7] в рекомбинационных процессах участвуют сложные комплексы. Даже на первом участке при плотностях тока $J \approx 4 \cdot 10^{-8} - 6 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2$ второй член в знаменателе выражения (5) существенно влияет на скорость рекомбинации. Так как на этом участке ВАХ ток от приложенного напряжения смещения описывается экспоненциальной зависимостью типа $J \sim \exp\left(\frac{eV}{3.7kT}\right)$ и вели-

чины $L_n \approx 5.4 \text{ }\mu\text{m}$, $\mu_n \tau_n \approx 1.17 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{V}$, при комнатной температуре, оно более чем на один порядок больше, чем литературные данные [6]. Вероятно, задержки рекомбинационных процессов из-за электронного обмена внутри сложных комплексов приводят к обогащению свободными носителями, которые задают профиль распределения неравновесных носителей в p-базе, создающий встречные направления потоков биполярной диффузии и дрейфа, в результате чего появляется протяженный сублинейный участок ВАХ.

2.3 Прямая ветвь вольтамперной характеристики

Теперь проанализируем прямую ВАХ структуры Al-p-CdTe-Mo. Как показано на рис.1, прямая ВАХ состоит из двух участков, которые описываются следующими степенными зависимостями: $J \sim V$ и $J \sim V^\beta$, где $\beta \approx 4.9$. Из первого участка ВАХ определена величина удельного сопротивления $\rho \approx 2.1 \cdot 10^7 \Omega\cdot\text{cm}$ при значениях: $\mu_p = 10 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $w = 120 \text{ }\mu\text{m}$ и $S = 1 \text{ cm}^2$, которая хорошо соответствует величине удельного сопротивления исходной пленки p-CdTe.

На втором участке наблюдается резкий рост тока, следовательно, выполняется условие (5) и ВАХ описывается формулой (7). Этот экспериментальный факт, по-видимому, объясняется неоднородным распределением сложных комплексов по толщине базы (p-CdTe) структуры, концентрация которых намного больше возле молибденовой подложки (Mo). Кроме этого в прямом направлении тока участок резкого роста начинается при напряжении смещения $V \approx 12 \text{ V}$, а в обратном направлении при $V \approx 100 \text{ V}$ [6]. При этом плотность тока в прямом направлении в начале участка резкого роста тока на три порядка больше, чем в обратном направлении. Этот экспериментальный результат еще раз подтверждает, что фронтальный гетеропереход (n^+ -p-гетеропереход) по качеству намного превосходит тыловой гетеропереход (p-n-перехода). Эти данные наглядно подтверждают явное преимущество фронтального гетероперехода перед тыловым гетеропереходом.

3. Физическая модель детекторной Al-p-CdTe-Mo-структуры

В этом разделе рассмотрим физическую модель исследованных детекторных структур необходимую для понимания процессов, связанных с возникновением обеднения и механизма переноса носителей заряда в полупроводниковой пленке (базе) структуры. Как упоминалось, исследованные образцы представляют собой пленочные структуры металл (Al)-полупроводник $P_1(\text{CdTe})$ -полупроводник $P_2(\text{MoO}_3)$ -металл (Mo) с барьерами Шоттки. На рис.2 показана геометрия одной из таких тонких детекторных структур. Полупроводниковая пленка CdTe (P_1) имеет толщину $d \sim 120 \mu\text{m}$, а слой MoO_3 , расположенный между пленкой CdTe и катодным молибденовым контактом (Mo), имеет толщину $d_2 \sim 30 \text{ \AA}$.

В общем случае, исследуемая $M_1P_1P_2M_2$ -структура представляет собой диод. Диодные свойства $M_1P_1P_2M_2$ -структур зависят в основном от физических параметров тонких пленок и их границ, определяющих механизмы прохождения носителей заряда через такие структуры.

Особенностью рассматриваемой структуры является наличие двух полупроводников, имеющих различные ширины запрещенных зон ΔE ($\Delta E_{\text{CdTe}} \sim 1,48 \text{ eV}$ и $\Delta E_{\text{MoO}_3} \sim 3 \text{ eV}$), образующих гетеропереход [5].

Наличие пика на границе зоны проводимости в области гетероперехода CdTe-MoO₃ приводит к появлению области, обогащенной электронами слева от перехода, и обедненной электронами, справа от него. При этом, очевидно, величины потенциальных барьеров для электронов и дырок неодинаковы и они будут меняться в зависимости от внешнего напряжения смещения. Толщина слоя MoO₃ мала по сравнению с толщиной пленки CdTe и является туннельно-прозрачной для электронов и влияние этого слоя MoO₃ сводится лишь к падению потенциала на нем. Объяснения обратной ветви ВАХ (Рис.1) физической модель строится для упрощенной структуры в виде металл (M_1)- p -полупроводник (P)-металл (M_2). В случае отсутствия напряжения смещения на образце, распределение электрического поля (E) в полупроводниковой пленке, являющейся базой структуры, определяется электрическими полями в области пространственного заряда ОПЗ¹ - L_1 и L_2 ОПЗ² (см. рис.2). Если толщина полупроводниковой пленки (базы) L больше чем суммарная толщина ОПЗ полупроводника для обоих Al- и Mo-контактов, т.е., $L > (L_1 + L_2)$ в слое электрического поля нет (I участок обратной ветви).

При приложении напряжения смещения V область пространственного заряда в пленке вблизи Al-контакта, к которому приложено обратное напряжение смещения $+V$ расширяется, а у Mo-контакта, к которому приложено прямое напряжение смещения $-V$, сужается (см. рис.2). В результате, при увеличении напряжения смещения V может наблюдаться случай, когда будет выполняться равенство $L = L_1 + L_2$. При этом, полупроводниковая пленка полностью обедняется основными носителями заряда, потенциал на границе двух областей пространственного заряда в пленке имеет минимум, а электрическое поле E равно нулю. Дальнейшее повышение напряжения смещения V увеличивает напряжение $-V$ и граница двух областей пространственного заряда перемещается к Mo-контакту, к которому приложено прямое смещение $-V$. При некотором значении напряжения смещения V граница двух областей пространственного заряда будет находиться вблизи границы полупроводниковая пленка-металл (M_2) и в этом случае $L = L_1$. Увеличение напряжений V и $-V$ приводит к тому, что электрическое поле E достигает Mo-контакта и имеет один знак во всей толщине полупроводниковой пленки нет (II участок обратной ветви).

Дальнейшее увеличение напряжения смещения V приводит к тому, что Mo-контакт начинает инжектировать неосновные носители в полупроводниковую пленку с сильным электрическим полем E (III участок обратной ветви). Возникновение эффекта инжекции приведет к усилению шума детекторной структуры. Контакт Mo смещен в прямом направлении, а контакт Al в обратном. По мере увеличения напряжения смещения (при некотором его значении, называемом напряжением смыкания V произойдет смыкание обедненной области контакта Al, смещенного в обратном направлении, с обедненной областью прямо смещенного контакта Mo. Этот режим определяется, как режим полного обеднения базы детекторной структуры, когда $V_{CM} > V_{CM}^2$ (рис. 2). При дальнейшем повышении напряжении смещения ($V_{CM} > V_{CM}^2$) возникает инжекция электронов, через

смещенный в прямом направлении переход (CdTe-Mo) в обедненную базу структуры. Поэтому ток (соответственно и шум) резко будут возрастать с увеличением V . В этом случае мы имеем режим инжекции.

При достаточно больших напряжениях смещения V_{CM} может создаваться значительный изгиб зон, так что уровень собственной проводимости E_n на поверхности пленки пересекает уровень Ферми E_f . При этом электрическое поле в пленке будет иметь один знак. В этом случае ток через структуру будет определяться электронами, инжектированным из контакта (Mo), к которому приложено прямое напряжение, дрейфующими через ОПЗ пленки, в которой создано сильное электрическое поле.

Из описанных выше экспериментальных результатов и модельных представлений следует, что, управляя напряжением смещения V и свойствами обедненной области полупроводниковой пленки CdTe, можно изготовить пленочные детекторные CdTe-структуры с параметрами обедненной области, изменяющимися в широких пределах. При этом величина обедненной области может значительно превышать длину трека короткопробежных ядерных частиц, например, α -частицами с энергией $E_\alpha \sim 5$ MeV.

Заключение.

На основе крупноблочных p -CdTe-пленок с удельными сопротивлением $\rho \sim 10^7$ Ω -см созданы детекторные структуры с барьером Шоттки чувствительные к ионизирующему излучению. Кристаллиты в этих структурах расположены перпендикулярно к плоскости пластинки металлического контакта (Mo), на которой они сформированы. Физическая модель детекторных структур базируется на основе общеизвестных подходах понимания физических основ работы полупроводниковых приборов с МПМ-структурами, к которым приложено напряжение смещения.

Показано, что в таких структурах при напряжениях смещения V_{CM} , приводящих к полному обеднению базы, механизм переноса носителей заряда определяется процессами тепловой генерации носителей в слое объемного заряда базы.

Режим полного обеднения базы обеспечивает создание в ней сильного электрического поля необходимого для эффективного сбора неравновесных носителей заряда. При повышенных напряжениях смещения V_{CM} , когда уровни E_f и E_i пересекаются, механизм переноса носителей заряда в базе начинает определяться процессами инжекции в нее электронов из Mo-контакта и его приконтактной области.

Проведенные исследования дают основание полагать, что, создавая определенную структуру $M_1P_1P_2M_2$ или $M_1P_1M_2$ можно создать из таких структур пленочные детекторы для регистрации короткопробежных ядерных частиц, инжекционных фотодетекторов видимого диапазона электромагнитного излучения и фотодетекторов для твердотельных детектирующих систем.

ССЫЛКИ

[1] Л.А.Косяченко, и др. 2006, Письма в журнал техника физика т.32, №2. 29-37. [2] А.С. Ачилов, и др. 2012, Физика и техника полупроводников т. 54, вып. 9, 1643-1652. [3] Ш.А.Мирсагатов, и др. 2012, Физическая инженерия поверхности т. 10, № 1, 214-220. [4] А.С.Ачилов, и др. 2014, Доклады академии наук РУз. № 2, 24-26. [5] Ш.А.Мирсагатов, и др. 2012, Известия высших учебных заведений Физика Т. 55, № 2, 47-53. [6] Ш.А.Мирсагатов, и др. 2014, Физическая инженерия поверхности т. 12, № 2, 202-211. [7] В.И.Стафеев. 1961, Физика и техника полупроводников т. 32, вып. 3, 2513-2522. [8] С.А.Медведева. 1970, Физика и химия полупроводников $A^{IV}B^{VI}$, М. Мир, 624.

УЛЬТРАЗВУКОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ

У.Т.Ашрапов, Ш.А.Махмудов, М.Б.Юлдашев, М.У.Алиева

Институт ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан

100214, г. Ташкент, Республика Узбекистан, 100214, e-mail: ashrapov@inp.uz (г.Ташкент, М.-Улугбекский р-он, пос. Улугбек, Хуросон-1)

Аннотация

В данной работе ультразвуковым методом определены амплитудно-частотные характеристики монокристаллического кремния. В образцах кремния изучена зависимость плотности дислокаций от внутреннего трения. Акустико-эмиссионным дефектоскопом получены акустико-эмиссионные спектры гамма-облученного кремния поглощенной дозой 10^8 рад. Выявлено, что интенсивность акустико-эмиссионных сигналов растет первые 1,5–2 часа после окончания гамма-облучения кремния.

Ключевые слова: монокристаллический кремний, плотность дислокаций, внутреннее трение, амплитудно-частотный спектр, акустико-эмиссионный спектр.

1. Введение

Кремний, благодаря своим электрофизическим, механическим и технологическим свойствам является основным материалом для производства элементной базы современной электроники [НидекиТ., 2004]. В настоящее время актуальными являются исследования в области физики дефектов в кремнии.

Существуют различные способы определения плотности дислокаций в кремнии [Казакевич Л.А., 1996; ГОСТ СССР 19658, 1981; TeutonicoL.J., 1964].

Цель данной работы: исследование физических процессов образования и развития линейных дефектов в монокристаллическом кремнии, изучение влияния гамма-радиации на монокристаллы кремния р-типа с плотностью дислокаций более 10^3 см⁻².

2. Экспериментальная часть

Для проведения экспериментов использовали призматические стержни монокристаллического кремния марки КЭФ-100 и КДБ-10 с р-проводимостью размерами (1,0x3,0x35) мм и (1,2x4,1x28,7) мм плотностью дислокации $\rho > 10^3$ см⁻², в которых возбуждали собственные резонансы изгибных мод колебаний в диапазоне от 20 до 200 кГц в течении 1,5-2,0 минут на ультразвуковой установке [TeutonicoL.J., 1964] при мощности ультразвукового колебания возбуждаемого образца ~10 мВт.

Способ закрепления образцов кремния на ультразвуковой установке показан на рисунке 1.

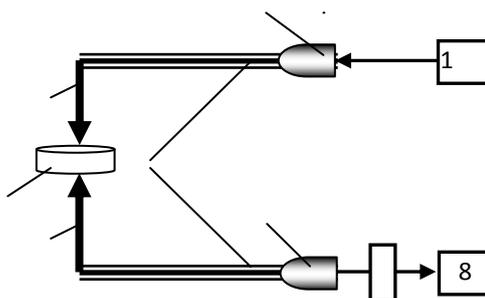


Рис.1 Принципиальная схема ультразвуковой установки.

1 - генератор ультразвуковых колебаний; 2 - пьезодатчик; 3 - стержень звукопровод; 4 - исследуемый образец кремния; 5 - стержень звукопровод; 6 - пьезоприемник; 7 - АЦП, 8 - дисплей компьютера; 9 - демпфер.

При совпадении резонансной частоты ультразвуковых колебаний генератора (1) и пьезодатчика (2) с резонансной частотой образца кремния (4), амплитуда колебаний последнего резко возрастает с увеличением электрического напряжения на пьезоприемнике (6).

Значение внутреннего трения изгибных мод колебаний рассчитывают по формуле [Баранов В.М., 1990]:

$$Q^{-1} = \Delta f / f_0 \quad (1)$$

где: $\Delta f = (f_2 - f_1)$ - полуширина амплитудно-частотного спектра образца кремния, отсчитываемая при амплитуде, равной 0,707 от максимального значения амплитуды (A_0), f_0 - частота, соответствующая максимальной амплитуде частотного спектра образца кремния.

На рисунке 2 показан частотный спектр эталонного бездефектного образца кремния и образца кремния с плотностью дислокаций более 10^3 см^{-2} .

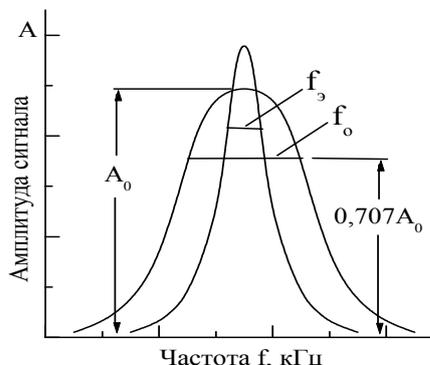


Рис. 2. Амплитудно-частотный спектр эталонного бездефектного образца кремния (f_3) и образца кремния с плотностью дислокаций 10^3 см^{-2} (f_0).

Из рисунка 2 видно, что бездефектный образец кремния и образец кремния с линейными дефектами 10^3 см^{-2} имеют разные уширения, а именно ширина резонансного частотного пика эталонного бездефектного образца кремния превышает ширины резонансного частотного пика образцов кремния с линейными дефектами на $\geq 10\%$.

Для изучения зависимости внутреннего трения от плотности дислокаций, вначале в исследуемых образцах кремния оптическим способом [ГОСТ СССР 19658, 1981] определили плотности дислокаций, затем измеряли внутреннее трение на ультразвуковой установке (рис. 1).

В таблице 1 показаны значения внутреннего трения образцов кремния и их плотности дислокаций, определенные оптическим способом.

Таб. 1: Значения внутреннего трения образцов кремния и соответствующие значения плотности дислокаций

Внутреннее трение (Q^{-1}), $1 \cdot 10^3$	1,7	2,0	2,3	2,6	2,9	3,1	3,5	4,1	4,7
Плотность дислокаций (N), $10^3 \cdot \text{см}^{-2}$	0,5	0,9	1,5	2,3	3,6	4,8	6,5	8,2	10

Зависимость внутреннего трения образцов кремния от их плотности дислокаций показана на рисунке 3.

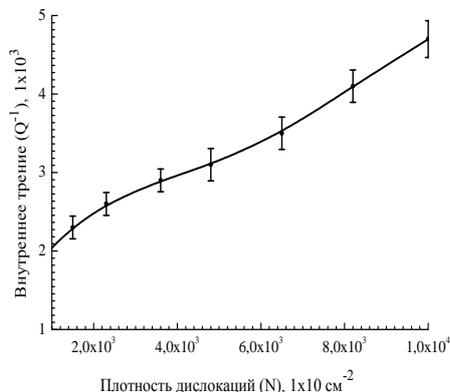


Рис.3. Зависимость внутреннего трения от плотности дислокаций.

Из рисунка 3 видно, что с увеличением плотности дислокаций в образцах кремния увеличивается внутреннее трение.

Для изучения влияния гамма радиации на внутреннее трение и образования сигналов акустической эмиссии (АЭ) [Баранов В.М., 1990] образцы монокристаллического кремния с плотно-

стью дислокаций $\rho \geq 10^3 \text{ см}^{-2}$ подвергались облучению на гамма-установке с источником ионизирующего излучения кобальт-60 мощностью дозы 500 рад/с при поглощенной дозе $D = 10^8 \div 10^9 \text{ рад}$. Измерение внутреннего трения облученных образцов кремния проводили на ультразвуковой установке при резонансных частотах $f = 90 \text{ кГц}$ и $f = 149 \text{ кГц}$, а регистрацию АЭ сигнала проводили акустико-эмиссионным дефектоскопом [Khaydarov T., 2010].

На рисунке 4 показана конструкционная схема пьезодатчика АЭ-дефектоскопа.

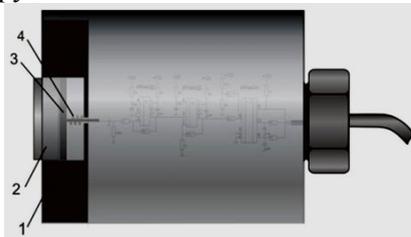


Рис.4 Конструкционная схема пьезодатчика АЭ-дефектоскопа: 1 – фторопластовая втулка, 2 – пьезокерамика ЦТС-19, 3 – токопроводящая стержень, 4 – пружина.

На рисунке 5 показана принципиальная электрическая схема предварительного усилителя пьезодатчика АЭ-дефектоскопа.

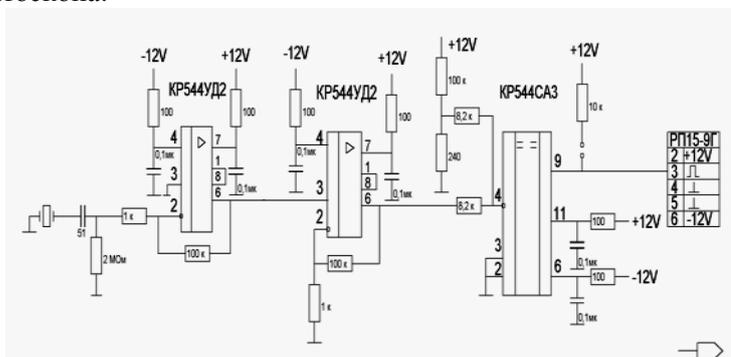


Рис.5 Принципиальная электрическая схема предварительного усилителя пьезодатчика АЭ-дефектоскопа.

АЭ дефектоскоп имеет предварительный усилитель с полосой пропускания от 50 кГц до 120 кГц и дискриминатор с уровнем дискриминации 20 мВ , поэтому непрерывная часть АЭ сигналов и шумы не пропускаются дискриминатором АЭ дефектоскопа.

Акустико-эмиссионный (АЭ) спектр гамма-облученного поглощенной дозой $D \geq 10^8 \text{ рад}$ кремния с плотностью дислокаций $\rho \geq 10^3 \text{ см}^{-2}$ показан на рисунке 6.

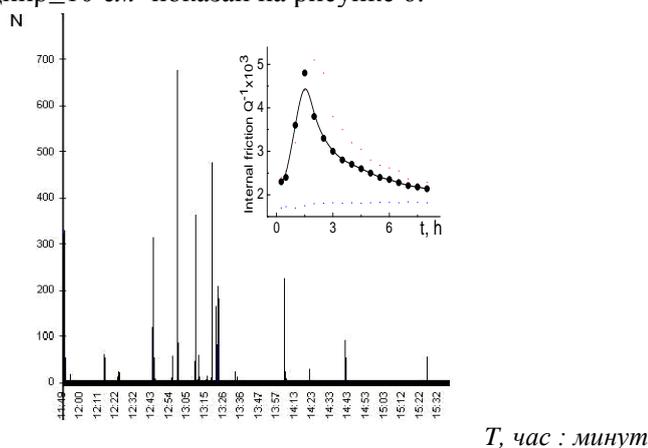


Рис. 6 Акустико-эмиссионный (АЭ) спектр гамма-облученного кремния дозой $D \geq 10^8 \text{ рад}$: N – число импульсов за секунду; T - реальное время. На вставке: зависимость внутреннего трения от времени измерения.

Из рисунка 6 видно, что при гамма-облучение монокристаллического кремния поглощенной дозой $D \geq 10^8 \text{ рад}$ образуются миграционная активность дефектови появляются АЭ сигналы, интен-

сивность которых растёт первые 1,5–2 часа, далее АЭ сигналы уменьшаются в виде импульсов дискретных АЭ сигналов. Зависимость внутреннего трения от времени, показанная на вставке к рисунку 6, также по характеру проявления совпадает с АЭ сигналами.

В монокристаллическом кремнии образование (рождение) дислокаций происходит по механизму Франка-Рида [Трушин Ю.В., 2000] с энергией дислокаций 19 эВ [Баранов В.М., 1990].

Заключение

Бездефектный кремний и кремний с линейными дефектами 10^3 см^{-2} имеют разные уширения резонансных частотных пиков: ширина резонансного частотного пика эталонного бездефектного образца кремния превышает ширины резонансного частотного пика образца кремния с линейными дефектами на $\geq 10\%$.

При гамма-облучении монокристаллического кремния поглощенной дозой $D \geq 10^8$ рад происходит миграционная активность дефектов, которая связана с процессом самоорганизации дислокационного-вакансионного ансамбля линейных дефектов [Мальгин Г. А., 1999; Логинов Ю.Ю., 2003]. Интенсивность АЭ сигнала растёт первые 1,5–2,0 часа, как зависимость внутреннего трения от времени, затем происходит уменьшение интенсивности АЭ сигналов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Баранов В.М. Акустические измерения в ядерной энергетике. - М., Энергоатомиздат, 1990, - 320 с. [2] Казакевич Л.А., Лугаков П.Ф., Филиппов И.М. Способ диагностики структурного совершенства монокристаллов п-кремния, выращенных зонной плавкой. Патент Российской Федерации. № 4915239/25. 1996. [3] Красильников В.В., Клепиков В.Ф., Савотченко С.Е., Пархоменко А.А. Особенности самоорганизации дислокационно-вакансионного ансамбля в облученных и деформируемых материалах // Вопросы атомной науки и техники. 2005, №5, С. 26–31. [4] Логинов Ю.Ю. Закономерности образования структурных дефектов в полупроводниках / Логинов Ю.Ю., Браун П., Дьюроуз К. - М.: Изд-во Логос, 2003. - 304 с. [5] Мальгин Г. А. Процессы самоорганизации дислокаций и пластичность кристаллов // Успехи физической науки, 1999. Т. 169. №9, С. 979 – 1010. [6] Определение плотности дислокаций в монокристаллических слитках кремния. ГОСТ СССР 19658-81. С. 22-29. [7] Трушин Ю.В. Физическое материаловедение. -С-Пб.: Наука, 2000. - 286 с. [8] Khaydarov T., Ashrapov U.T., Karimov Y.N. Development and manufacturing of acoustic-emission defectoscope pilot model for detection of defective conditions in produces and building constructions // Сборник трудов Десятой Международной научно-практической конференции "Исследование, разработка и применение высоких технологий в промышленности". 9-11 декабря 2010 г., Санкт-Петербург, Россия, т. 4, С. 307–309. [9] Teutonico L.J., Granato A.V., Lucke K. Theory of the Thermal Breakaway of a Pinned Dislocation Line with Application to Damping phenomena // J. Appl. Phys., 1964. V.35. pp.220–237. [10] Hideki T. Present status and Prospect of Si Wafer for Ultra large Scale Integration / Tsuya Hideki // Japanese journal of Applied Physics. - 2004. - v. 43, # 7A. - P. 4055 -4067.

ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В КВАНТОВОМ КЛИНЕ С НЕЛИНЕЙНО МЕНЯЮЩЕЙСЯ ШИРИНОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ.

Р.А.Аюханов

Физико-технический институт Научно-производственного объединения "Физика - Солнце" Академии Наук Республики Узбекистан. Ташкент, 100084, Республика Узбекистан, (Ташкент, ул. Бодомзор йули 2 "Б")
e-mail: alia@uzsci.net

Аннотация

Исследована возможность одномерного приближения при рассмотрении транспорта носителей в нанопластинках с переменной нанотолщиной в условиях оптической инжекции. Показано, что одномерное приближение при расчетах процессов биполярного распространения неравновесных носителей в таком квантовом клине правомерно без ограничений, когда соблюдается дрейфовый режим и можно пренебречь процессами диффузии и рекомбинацией носителей, а в области больших возбуждений может использоваться для качественных оценок. Для общего случая, когда величина запрещенной зоны зависит от координаты нелинейно, в одномерном приближении рассмотрены фотовольтаические эффекты в квантовом клине, как в системе имеющей варизонные свойства. Показано, что световая инжекция электронов и дырок в квантовом клине может приводить к возникновению существенных электрических полей по величине сравнимых с варизонными, максимальное величина которых для стандартных материалов может достигать $0.47V$.

Ключевые слова: квантовый клин, диффузия, транспорт носителей, биполярные процессы, фото-электрические эффекты.

В [1] было показано, что в квантовом клине, то есть в пластинке, вдоль одного измерения которой меняется ее толщина, имеющая наноразмеры, в результате соответственного изменения ширины запрещенной зоны, возникают встроенные электрические поля, подобные встроенным полям в варизонных полупроводниках[2,3,4], или тянущим электрическим полям, обусловленным изменяющейся концентрацией примеси[5]. То есть изменение нанотолщины пластинки может приводить принципиально к тем же эффектам, которые наблюдаются при изменении концентрации примеси или плавного изменения состава в варизонных полупроводниках, в частности, к возникновению объемных зарядов, создающих поля, связывающие систему электронов и дырок в пакет [1].

Однако между процессами возникновения встроенных полей в полупроводниках с градиентом примеси и варизонных полупроводниках с одной стороны и в квантовом клине с другой, имеется и существенное отличие - если в первом случае геометрический размер системы остается неизменным и такая система может при расчетах считаться одномерной, что значительно упрощает расчеты, то квантовый клин в общем случае система двумерная, так как у клина меняется толщина. В [1] исследование такой системы проводилось в одномерном приближении. Рассмотрим правомерность этого приближения.

Пусть в квантовом клине (рис.1) по координате x меняется толщина, то есть по координате z он бесконечен, по координате x имеет размер x_0 , и по координате y на торце $x = 0$ имеет толщину L_0 , а на торце $x = x_0$, толщину L_1 ($L_0 > L_1$).

В общем случае, при учете процессов диффузии и рекомбинации, уравнение непрерывности для неравновесных электронов и дырок в такой системе квантового клина будет иметь следующий двумерный вид:

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \operatorname{div} j_p = -\frac{\Delta p}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} + D_p \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial y^2} - \frac{1}{e} \sigma_p \frac{\partial(E_p + E)}{\partial x} - \frac{1}{e} E_p \frac{\partial \sigma_p}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \frac{1}{e} \operatorname{div} j_n = -\frac{\Delta n}{\tau_n} + D_p \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + D_p \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial y^2} + \frac{1}{e} \sigma_n \frac{\partial(E_n + E)}{\partial x} + \frac{1}{e} E_n \frac{\partial \sigma_n}{\partial x} \quad (2)$$

здесь Δn и Δp - концентрации неравновесных электронов и дырок, n и p - концентрации всех электронов и дырок, j_p , j_n - плотность электронного и дырочного тока, σ_p и σ_n - дырочная и электронная проводимость, E_n , E_p - встроенные поля для дна зоны проводимости и для потолка валентной зоны, связанные с изменением квантового клина, E - напряженность электрического поля, возникающая при изменении плотностей электронов и дырок. Очевидно, что такая система в общем виде может быть решена лишь для одномерного случая, поэтому поступим следующим образом. Исходя из физических соображений видно, что благодаря двумерности именно диффузионные процессы двумерны, все остальные процессы одномерны. Диффузия же будет приводить к растеканию носителей по координате y , и таким образом, вдоль координаты x будет меняться концентрация носителей Δn и Δp . Здесь, при невысоком уровне возбуждения (то есть при $\Delta n, \Delta p \ll n, p$), возможны три варианта: отношение скорости диффузии[3] $v_D = D/l$ (l - расстояние, на котором концентрация носителей уменьшается в e раз) к скорости дрейфа $v_d = \mu E$ стремится к нулю, то есть $v_D / v_d \rightarrow 0$. В этом случае неравновесные носители не успевают диффундировать по координате y , концентрация носителей вдоль координаты x меняться не будет и диффузионными членами в (1) и (2) можно пренебречь. Тогда, в пренебрежении рекомбинацией, распространение носителей описывается посхеме, описанной в [1]. Во втором случае, когда, когда диффузия еще не настолько велика, чтобы нарушить дрейфовый режим ($(L_0 - L_1)/2 / x_0 < v_D / v_d < 50 \cdot ((L_0 - L_1)/2) / x_0$), будет меняться концентрация носителей вдоль

координаты x , что будет равносильно воздействию на процесс третьего члена в правой части (1) и (5.2). То есть в этом случае также можно использовать результаты работы [1], то есть конечное уравнение непрерывности для электронно-дырочного пакета

$$-\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = \frac{\mu_n \mu_p (E_p n - E_n p)}{\mu_n n + \mu_p p} \frac{\partial \Delta p}{\partial x}, \quad (3)$$

в котором в этом случае вообще количество носителей будет зависеть от координаты x как $n(x), p(x) = n, p / ((1 - (L_0 - L_1) / (x_0 L_0)) x)$, n, p - концентрации электронов и дырок на торце L_1 . При этом полученное выражение для скорости пакета электронов и дырок в собственном полупроводнике

$$v = \frac{\mu_n \mu_p (E_p - E_n)}{\mu_n + \mu_p}, \quad (4)$$

в электронном ($n \gg p$) и в дырочном полупроводнике ($n \ll p$) остаются без изменений, так как не зависят от концентрации. В третьем случае, когда $v_D / v_d > 50 \cdot ((L_0 - L_1) / 2) / x_0$ и существенны процессы диффузии, в продольном направлении распространения носителей будет возникать диффузионно-дрейфовый режим, который здесь пока рассматриваться не будет.

Если же имеет место высокий уровень возбуждения (то есть $\Delta n, \Delta p \gg n, p$), то окончательное выражение для уравнения непрерывности

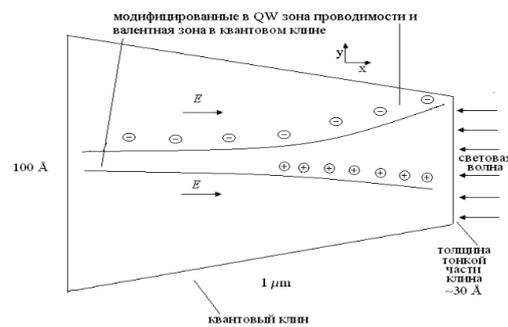


Рис.1. Квантовый клин и вид запрещенной зоны материала клина (кривые линии, верхняя – дно зоны проводимости, нижняя – потолок валентной зоны).

$$-\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = \frac{\mu_n \mu_p (E_p \Delta n - E_n \Delta p)}{\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p} \frac{\partial \Delta p}{\partial x} \quad (5)$$

и скорости дрейфа

$$v = \frac{\mu_n \mu_p (E_p \Delta n - E_n \Delta p)}{\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p} \quad (6)$$

из [1], даже для одномерного случая и невысокого уровня диффузии может рассматриваться как оценочное. Таким образом одномерное приближение при расчетах процессов биполярного распространения неравновесных носителей в квантовом клине правомерно без ограничений, когда соблюдается дрейфовый режим и можно пренебречь процессами диффузии и рекомбинацией носителей, а в области больших возбуждений может использоваться для качественных оценок.

Поэтому в одномерном приближении рассмотрим фотовольтаические эффекты в квантовом клине, как в системе имеющей варизонные свойства. Очевидно, что неравновесные носители, введенные в такую систему с широкозонного края пластинки (то есть с тонкого торца), например, све-

том, ввиду различных подвижностей и дрейфовых скоростей будут разделяться в пространстве и поэтому в клине, при постоянной генерации, будет возникать постоянное электрическое поле, как это обычно бывает в варизонных полупроводниках. Оценим величину разности потенциалов этого поля.

Если в квантовом клине, описанный выше (рис.1) по координате x меняется толщина, то, соответственно, по координате x меняется и ширина запрещенной зоны $E_g(x)$, зависящая от наклона дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, модифицированных в квантовой яме, образованной наноразмерной толщиной клина

$$E_g(x) = E_{g0} + \frac{\hbar^2 \pi^2 (m_{e\perp}^* + m_{h\perp}^*)}{2m_{e\perp}^* m_{h\perp}^* (L_0 + tg\alpha \cdot x)^2} \quad (7)$$

E_{g0} - ширина запрещенной зоны в объемном образце, $m_{e\perp}^*, m_{h\perp}^*$ - эффективные массы электрона и дырки вдоль толщины пластинки, $tg\alpha = -(L_0 - L_1)/x_0$ - тангенс угла наклона квантового клина. Как видно из (7) $E_g(x)$ нелинейно зависит от x , что существенно усложняет расчет. Поэтому решим сначала задачу в первом приближении, то есть разложим $E_g(x)$ в ряд по величине $tg\alpha \cdot x$ (при условии, что она достаточно мала относительно L_0) до линейного члена включительно:

$$E_g(x) = E_{g0} + \frac{A}{L_0^2} - \frac{A}{L_0^3} \cdot tg\alpha \cdot x \quad (8)$$

где $A = \frac{\hbar^2 \pi^2 (m_{e\perp}^* + m_{h\perp}^*)}{2m_{e\perp}^* m_{h\perp}^*}$.

То есть будем пока приближенно считать, что ширина запрещенной зоны квантового клина линейно зависит от координаты x .

При таком рассмотрении квантовый клин по многим параметрам становится подобен варизонной структуре с линейно изменяющейся шириной запрещенной зоны, которые достаточно хорошо исследованы, напр. в [2]. Если на такой клин подавать свет с частотой, большей максимальной ширины запрещенной зоны, со стороны тонкого торца (то есть извне на плоскость x_0), то из-за различия подвижностей и дрейфовых скоростей генерированных электронов и дырок, перемещающихся к толстому торцу, в клине будет возникать разность потенциалов, которая для варизонных полупроводников легко может быть вычислена.

Решая задачу в одномерном приближении для полупроводника р-типа, подставляя величину $E_g(x_0)$ из (2) в формулу для нахождения варизонной разности потенциалов [5], находим величину разности потенциалов для квантового клина [6]:

$$U = \frac{A}{2eL_0^2} \left(1 - \frac{Atg\alpha \cdot x_0}{L_0}\right) \left\{ \left[1 + g \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n}\right) \Phi\right] - \sqrt{\left[1 + g \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n}\right) \Phi\right]^2 - 4g\Phi} \right\} \quad (9)$$

где $g = ex_0 / (\mu_p p E_g(x_0))$, μ_n, μ_p - подвижности электрона и дырки, Φ - интенсивность падающего света, p - концентрация равновесных дырок, e - заряд электрона. Тогда, используя (3), можно оценить величину разности потенциалов, возникающую в квантовом клине с $x_0 = 3 \mu\text{m}$, $L_0 = 100 \text{ \AA}$, $L_1 = 30 \text{ \AA}$ и $E_g(x_0) = 0.17 \text{ eV}$. Оценки показывают, что в клине на основе кристалла GaAs, при интенсивности света $\Phi = 2.5 \cdot 10^{20}$ фотонов/(см²·с), может возникать разность потенциалов $U = 0.16 \text{ V}$.

Решим теперь задачу для общего случая, когда величина запрещенной зоны зависит от координаты нелинейно и описывается формулой (1). В общем случае величина фотоэдс, возникающая между тонким и толстым торцами, имеет такой же вид, как и для варизонной фотоэдс [5]

$$U = -\frac{1}{e} \int_0^{x_0} \frac{\mu_n \Delta n}{\mu_n n + \mu_p p} \frac{dE_g(x)}{dx} dx. \quad (10)$$

Так как подвижности мало меняются в зависимости от координаты, а относительное изменение равновесных и неравновесных концентраций носителей, также ничтожно мало, то интеграл (10) сводится к следующему

$$U = -\frac{1}{e} \frac{\mu_n \Delta n}{\mu_n n + \mu_p p} \int_0^{x_0} \frac{dE_g(x)}{dx} dx, \quad (11)$$

решение которого тривиально, и поэтому фотоэдс будет иметь следующий вид:

$$U = -\frac{E_g(x_0) - E_g(0)}{e} \frac{\mu_n \Delta n}{\mu_n n + \mu_p p}. \quad (12)$$

Перепад ширины запрещенной зоны $\Delta E_g(x) = E_g(x_0) - E_g(0)$ соответственно (7) будет иметь следующий вид:

$$\Delta E_g(x) = A \cdot \frac{L_0^2 - L_1^2}{L_0^2 L_1^2}. \quad (13)$$

Расчет фотоэдс аналогично [5] дает:

$$U = \frac{A}{2e} \cdot \frac{L_0^2 - L_1^2}{L_0^2 L_1^2} \left\{ \left[1 + g \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n} \right) \Phi \right] - \sqrt{\left[1 + g \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n} \right) \Phi \right]^2 - 4g\Phi} \right\} \quad (14)$$

где $g = eL_1^3 / (2\mu_p p t g \alpha)$.

Численные оценки фотоэдс по формуле (14), при тех же значениях параметров, что и для линейного случая дают для нелинейного случая $U = 0.43V$. Такая большая разница между фотоэдс, найденной из линейного приближения и изменением ширины запрещенной зоны, описываемой гиперболическим законом объясняется тем, что для возникновения фотоэдс существенное значение имеет перепад ширины запрещенной зоны, так как речь идет о потенциальных полях, для которых несущественна траектория носителей. Это же видно из формулы (14), где коэффициент перед фигурной скобкой характеризует именно величину $\Delta E_g(x)$. Аппроксимация же гиперболы линейной функцией делает этот перепад существенно меньше. Таким образом световая инжекция электронов и дырок в квантовом клине может приводить к возникновению существенных электрических полей по величине сравнимых с варизонными, максимальное величина которых для материалов, аналогичных исследованным, равна $U = 0.47V$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Аюханов Р.А. О процессах транспорта носителей в квантовом клине. *Фундаментальные и прикладные вопросы физики. Материалы Международной конференции посвященной 70 – летию Физико-технического института.* 14-15 ноября 2013. Ташкент с.102-105. [2] Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г., 1977, *Физика полупроводников*, Наука, М. [3] Киреев П.С., 1975, *Физика полупроводников*, Высшая школа, М. [4] Адирович Э.И., Карагеоргий-Алкалаев П.М., Лейдерман А.Ю., 1978, Токи двойной инжекции в полупроводниках, *Советское Радио*, М. [5] Именков А.Н., Назаров Н., Сулейманов Б.С., Царенков Б.В., Яковлев Ю.П. 1978, Экспериментальное обнаружение варизонной фотоэдс. *ФТП.* 12, 2377-2385. [6] Аюханов Р. А. О возможности возникновения фотовольтаических эффектов в квантовом клине. *Респ. Конф. «Фундаментальные и прикладные вопросы физики», посвященная 100-летию академика С. А. Азимова.* 5 ноября 2014. Ташкент с.39-40.

ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЯ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ С ГЛУБОКИМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

П.Ж. Байматов, Б.Т. Абдулазизов, М.Х.Имомов

Наманганский Государственный Университет, Ул. Уйчинская, 316, Наманган 716019, Узбекистан;
e-mail: baymatov1958@mail.ru

Аннотация

Рассматривается возможность определения плотности состояний двумерного электронного газа как функции полной концентрации на основе некоторых экспериментальных данных. Для этого использовано известное значение эффективной массы на уровне Ферми из измерений циклотронного резонанса и количество квантованных уровней лежащих ниже уровня Ферми из измерений Шубникова-де-Гааза. Полученные значения плотности состояния сравниваются с модельным расчетом, учитывающим непараболичность зоны проводимости. Используемые экспериментальные данные и модельные расчеты соответствуют гетероструктурной квантовой яме InAs/AlSb шириной 15 нм.

Ключевые слова: Двумерный электронный газ, Квантовая яма, Плотности состояний, InAs, AlSb, Модель Кейна, Эффективная масса, Циклотронная масса.

1. Введение

В последнее время, большое внимание уделяется к изучению свойствам двумерного электронного газа в полупроводниковых гетероструктурных квантовых ямах (КЯ). Такие структуры представляются весьма перспективными для твердотельной электроники. Пространственное квантование энергетических уровней носителей в КЯ приводит к существенному изменению их дисперсии, а значит и вида плотности состояний (ПС) газа как функции энергии. В двумерном газе свободных электронов ПС меняется скачкообразно по энергии [1].

В настоящее время существует несколько экспериментальных методов изучения ПС двумерных электронов в КЯ. Методы изучения ПС двумерного электронного газа в поперечном магнитном поле описаны в [2]. В работе [3] изучена возможность нахождения электронной ПС в КЯ и ансамблях квантовых точек в гетероструктурах из вольт-фарадной характеристики.

В настоящей работе рассматривается определение ПС на уровне Ферми в двумерном электронном газе как функция полной концентрации n_s . Для этого требуется значение транспортной эффективной массы на уровне Ферми $m_c(E_F)$ и количество квантованных уровней M лежащих ниже уровня Ферми. В изучаемой КЯ величина $m_c(E_F)$ можно определить из измерений циклотронного резонанса (ЦР), а значению M - из измерений Шубникова-де-Гааза (ЩДГ) [4,5]. Полная концентрация двумерного электронного газа n_s можно определить из измерений эффекта Холла.

2. Определение ПС на уровне Ферми

Рассмотрим вырожденный идеальный Ферми газ со спектром ε_k . Уширение уровней за счет неоднородностей не будем учитывать. Зависимость ПС от энергии можно записать в виде

$$\rho(E) = 2 \sum_k \delta(\varepsilon_k - E) \quad (1)$$

где, число 2 появилось при суммировании по спине. Для электронного газа в КЯ суммирование по k_z заменяется суммированием квантовых уровней, а интегрирование по k_x и k_y выполняется в полярных координатах. Используя свойств δ - функции для ПС двумерного электронного газа из (1) получаем следующее выражение

$$\rho_s(E) = \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1} \frac{dk^2}{dE} \theta(E - E_i(0)) \quad (2)$$

Здесь, i - номер минизоны, $\theta(x)$ - шаговая функция, $E_{n_i}(0)$ -квантованные уровни энергии электрона в КЯ. Величины dk^2/dE и $E_i(0)$ можно определит, решая квантово механической задачи для одного электрона в КЯ с учетом непараболичности зонной структуры InAs/AlSb. С другой стороны, величина dk^2/dE связана с транспортной массой согласно выражению

$$m_c(E) = \hbar^2 k dk / dE \quad (3)$$

Полагая $E = E_F$, из (2) и (3) имеем

$$\rho_s(E_F) = \rho_0 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{m_c(E_F)}{m_0} \theta(E_F - E_i(0)), \quad \rho_0 = \frac{m_0}{\pi \hbar^2} = \frac{413 \cdot 10^{12}}{\gamma \hat{A} \hat{n} \hat{\mu}^2} \quad (4)$$

Согласны современным представлениям [5-9], в гетероструктурных КЯ на основе узкозонных полупроводников как InAs/AlSb или InAsSb/AlSb транспортная эффективная масса электрона в КЯ $m_c(E_F)$ сильно зависит энергию Ферми, однако на уровне Ферми оно слабо зависит от номера минизон i . Только при выполнении этого условия формулу (4) можно представить в виде

$$\rho_s(E_F) \approx \rho_0 \frac{m_c(E_F)}{m_0} M \quad (5)$$

где, величина $M = \sum_{i=1}^{\infty} \theta(E - E_i(0))$ есть число квантованных уровней лежащих ниже уровня Ферми, m_0 - масса свободного электрона.

В таблице 1 приведены параметры электронного газа в нелегированных (1-4) и селективно-легированных (5-8) образцах из эксперимента [5]. Величину M можно определить по наличию ненулевой концентрации электронов в минизонах $n_s^{(i)}$ номером $i=1,2,3\dots$ из измерений [5]. В последней колонке таблиц 1 представлены значения ПС вычисленной по формуле (5).

Таб. 1: Концентрационная зависимость эффективной массы из работы [5]: InAs/AlSb

	$n_s, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	M	m_c/m_0	$\rho_s, 10^{12} \text{ эВ}^{-1} \text{ см}^{-2}$
	0.27 (pc)	1	0.030	12.39
	0.63 (pc)	1	0.034	14.04
	0.67 (pc)	1	0.035	14.46
	0.82 (pc)	1	0.036	14.87
	2.4 (h)	2	0.043	35.52
	3.2 (h)	2	0.043	35.52
	4.3 (h)	2	0.046	38.00
	8.3 (h)	3	0.057	70.62
pc – из осцилляции субмиллиметровой фотопроводимости h – из измерений эффекта Холла				

3. Упрощенный модель спектра и расчет ПС

Моделируемая структура представляется как прямоугольная КЯ шириной L (область A-InAs), заключенной между потенциальными барьерами высотой V (область B-AlAs). Энергия отсчитывается от дна зоны объемного InAs. В однозонном приближении решение трехмерного уравнения Шредингера с учетом граничных условий (волновая функция и поток сшиваются в точках 0 и L) приводит к дисперсии $E(k, i)$

$$E_A = E_0 \left(\pi \cdot i - 2 \arcsin \frac{1}{\sqrt{1+\eta}} \right)^2 \quad (6)$$

Здесь, $E_A = E - \hbar^2 k^2 / 2m_A$, $E_B = E - \hbar^2 k^2 / 2m_B$, $E_0 = \hbar^2 / 2m_A L^2$, $k^2 = k_x^2 + k_y^2$, $\eta = (m_A / m_B)(V - E_B) / E_A$, i – номер минизоны, $m_{A,B}$ – зависящие от энергий эффективные массы электронов в материале A или B. В данной работе непараболичность зоны проводимости описывается упрощенной моделью Кейна (без учета спин-орбитального взаимодействия)

$$m_A = m_A(0) \left(1 + \frac{E}{E_{gA}} \right), \quad m_B = m_B(0) \left(1 + \frac{E-V}{E_{gB}} \right) \quad (7)$$

Здесь, E_{gA} и E_{gB} - запрещенные зоны InAs и AlSb соответственно. Для дальнейшего упрощения перепишем дисперсионное уравнение (6) в виде

$$E \left(1 + \frac{E}{E_{gA}} \right) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_A(0)} + \frac{\hbar^2}{2m_A(0)L^2} \left(\pi \cdot i - 2 \arcsin \frac{1}{\sqrt{1+\eta_0}} \right)^2 \quad (8)$$

При $k=0$ из (8) получим уравнение для определения квантованных уровней энергий (дно i -й минизоны) $E_i = E(0, i)$

$$E_i \left(1 + \frac{E_i}{E_{gA}} \right) = \frac{\hbar^2}{2m_A(0)L^2} \left(\pi \cdot i - 2 \arcsin \frac{1}{\sqrt{1+\eta_0}} \right)^2 \quad (9)$$

где, $\eta_0 = (m_A(E_i)/m_B(E_i))(V - E_i)/E_i$. Численные тесты показывают, что при изменении k второе слагаемое в правой части (8), меняется значительно медленнее чем в первой. Если пренебрегаем этой слабой зависимостью и взять его значение в точке $k = 0$, то с учетом (9) получим следующую аппроксимацию

$$E \left(1 + \frac{E}{E_{gA}} \right) \approx \frac{\hbar^2 k^2}{2m_A(0)} + E_i \left(1 + \frac{E_i}{E_{gA}} \right) \quad (10)$$

Значения E_i вычисляется из уравнений (9) при заданных параметрах материалов. Можно проверит графически на примере InAs/AlSb КЯ (см. ниже), что аппроксимация (10) достаточно точно описывает решению исходного уравнения (8) при широком диапазоне значений L .

С учетом (10) для транспортной массы (3) получаем следующую формулу (далее полагаем $E = E_F$)

$$m_c(E_F) = m_c(0) \left(1 + 2 \frac{E_F}{E_{gA}} \right) \quad (11)$$

Для ПС на уровне Ферми из (2) имеем следующую формулу

$$\rho_s(E_F) = \rho_0 \frac{m_c(0)}{m_0} \left(1 + 2 \frac{E_F}{E_{gA}} \right) \sum_{i=1}^{\infty} \theta(E_F - E_i(0)) \quad (12)$$

Можно показать, что с учетом (10) для полной двумерной концентраций электронного газа получается следующее соотношение

$$n_s = \rho_0 \sum_{i=1}^{\infty} \left(E_F + \frac{E_F^2}{E_{gA}} - E_i - \frac{E_i^2}{E_{gA}} \right) \theta(E_F - E_i(0)) \quad (13)$$

Система уравнений (12) и (13) позволяет найти зависимости ПС от полной концентрации $\rho_s(n_s)$, а система уравнений (11) и (13) позволяет найти зависимости эффективной массы на уровне Ферми от концентрации $m_c(n_s)$. В пределе $E_{gA} \rightarrow \infty$ из соотношений (11), (12) и (13) получается формула для параболических зон.

4. Численные результаты и обсуждение

Сначала из уравнения (9) определяем значения квантованных уровней энергии. В расчетах использовались следующие параметры материалов InAs и AlSb: ширина запрещенной зоны E_g , эффективной массы $m(0)$ и скачок зоны проводимости V . Значение этих параметров приведены в таблице. 2.

Таб. 2: Параметры КЯ InAs/AlSb

	InAs (A)	AlSb (B)
E_g , эВ	0.42	2.37
$m(0)/m_0$	0.023	0.11
$V(z)$, эВ	0	1.35

При значении ширины КЯ $L=15$ нм имеем следующие значения: $E_1=0.0459$ эВ, $E_2=0.156$ эВ, $E_3=0.295$ эВ, а при $L=6$ нм имеем: $E_1=0.165$ эВ, $E_2=0.492$ эВ, $E_3=0.853$ эВ. Теперь можно провести сравнение дисперсии минизон, полученные по уравнению (8) и по аппроксимацию (10). Графические сравнения показаны на рис.1a,b для ширины КЯ 6 и 15 нм. Сплошные линии получены из (8), а штриховые – из аппроксимаций (10). Из графика видно, что аппроксимация (10) является хорошим приближением к решению (8) при широком диапазоне значений L .

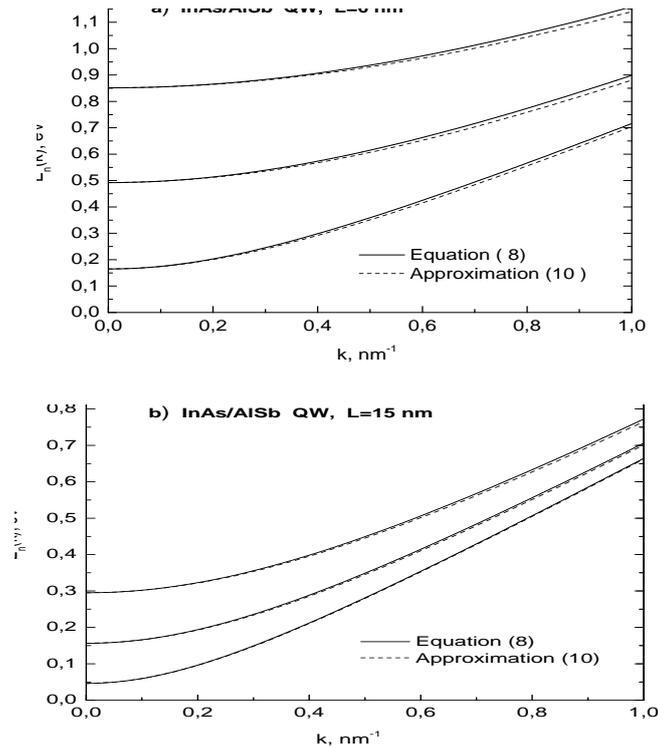


Рис.1 Дисперсия первых трех минизон в InAs/AlSb КЯ: а) $L=6 \text{ nm}$ б) $L=15 \text{ nm}$

Теперь, решая системы уравнений (12) и (13) построим зависимости ПС от полной концентрации: $\rho_s(n_s)$. Эта зависимость показана на рис.2. В этом рисунке штриховой линией показана также зависимость $\rho_s(n_s)$, полученная в параболическом приближении $E_{gA} \rightarrow \infty$. Значения ПС определенных из эксперимента (см.таблицу.1) представлены треугольными символами.

Как видно из рис.2, при расчете ПС учет непараболичности является важным. С ростом концентрации внутри каждой минизоне ПС меняется линейно, растет также величины скачки. Скачок ПС происходит при критических концентрациях n_{c2}, n_{c3}, \dots когда уровень Ферми пересекает дно следующей минизоны. Их значение можно оценить из (13) полагая $E_F = E_i$. Например, при $L=15 \text{ nm}$ имеем: $n_{c2}(E_F = E_2) \approx 1.55 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $n_{c3}(E_F = E_3) \approx 7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Согласно эксперименту [5] заполнения второй минизоны начинается при критической концентрации $n_{c2}(E_F = E_2) = 1.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Так как в непараболической зоне эффективная масса (и вследствие ПС) больше, чем параболическом случае, то значений критических концентраций n_{c2}, n_{c3}, \dots также получается больше.

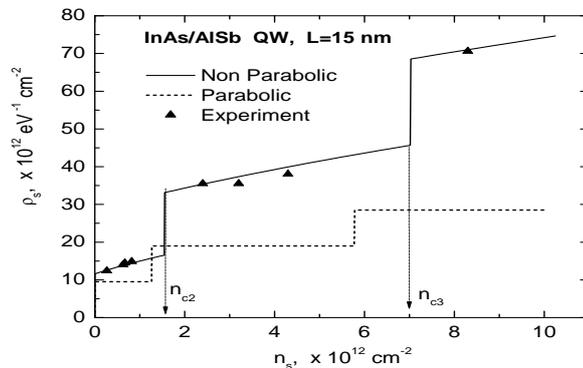


Рис.2 Зависимость ПС электронного газа от полной двумерной концентрации найденная из системы уравнений (12) и (13) для КЯ InAs/AlSb при сравнении с экспериментальными данными (см. таблицу. 1).

Зависимость эффективной массы на уровне Ферми от концентрации $m_c(n_s)$, найденная из системы уравнений (11) и (13) показана на рис.3. Отметим, что зависимости $m_c(n_s)$ для первых

трех минизон был получен также в работе [5] при ширине КЯ $L=15$ и 20.5 нм, а в работе [8,9] при $L=15$ нм.

Непараболичности зоны проводимости приводит к монотонному росту эффективной массы по концентрации n_s , а его замедление в критических точках обусловлено скачкообразным ростом ПС. Изломы в зависимости $m_c(n_s)$ происходят при критических концентрациях n_{c1}, n_{c2}, \dots , когда уровень Ферми E_F пересекает дно очередной минизоны.

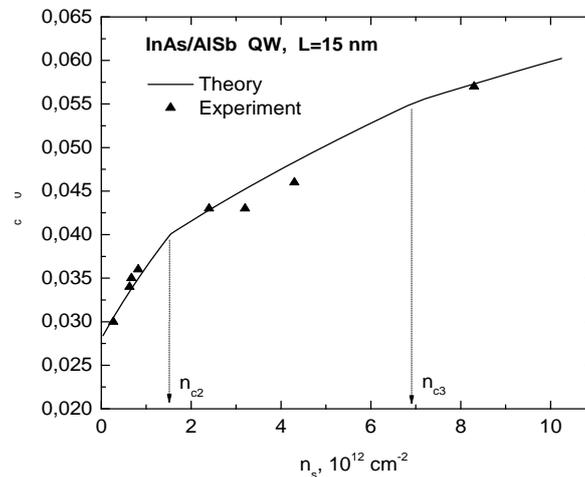


Рис.3. Зависимость эффективной массы на уровне Ферми от полной двумерной концентрации найденная из системы уравнений (11) и (13) для КЯ InAs/AlSb при сравнении с экспериментальными данными (см. таблицу. 1).

Как видно из рис.2 и рис.3 - расчетные и экспериментальные данные удовлетворительно совпадают без использования подгоночных параметров.

5. Заключение

В данной работе ПС двумерного электронного газа был определен на основе экспериментальных значений эффективной массы на уровне Ферми. Понадобилось также количество квантованных уровней лежащих ниже уровня Ферми. Полученная на основе таких данных концентрационная зависимость ПС удовлетворительно согласуется с модельным расчетом ПС. Особенности зависимости ПС от полной концентрации, проявляются и в концентрационной зависимости транспортной массы. Скачки в ПС и изломы зависимости $m_c(n_s)$ происходят при критических концентрациях, когда уровень Ферми пересекает дно верхних минизон.

На основе простой модели Кейна (7) трансцендентное уравнение для дисперсии минизон (8) приведен к более простой форме (10). Воспользовавшись этой аппроксимацией, получены простые соотношения (11)(12)(13) для расчета концентрационной зависимости транспортной массы и ПС двумерного электронного газа.

Независимо от приближенности, полученные соотношения (11)(12)(13) полезны также при исследовании других равновесных характеристик двумерного электронного газа в гетероструктурных КЯ на основе полупроводников группы A_3B_5 . С их помощью можно выявлять непараболичности закона дисперсии минизон и тем самым получать информацию об особенностях зонной структуры новых материалов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Шик А.Я., Бакуева Л. Г., Мусихин С. Ф., Рыков С. А., 2001. Физика низкоразмерных систем. Под ред. А. Я. Шика. -СПб.: Наука, 160 с. [2] Кукушкин И.В., Мешков С.В., Тимофеев В.Ф., 1988. Плотность состояний двумерных электронов в поперечном магнитном поле. Успехи Физических Наук. **Т.155**, вып.2. С. 219–264. [3] В.Я. Алешкин, Н.А. Бекин, М.Н. Буянова, Б.Н. Звонков, А.В. Мурель., 1999. Определение плотности состояний в квантовых ямах и ансамблях квантовых точек вольт-фарадным методом. Физика и Техника Полупроводников, **Т.33**, вып.10. 1246-1252.[4] R.J. Warburton, C. Gauer, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, V.Brar,Н.Kroemer., 1996. IntersubbandresonancesinInAs/AlSbquantum wells: Selection rules, matrix elements, and the depolarization field.Phys. Rev. **В 53**, 7903 [DOI: 10.1103/PhysRevB.53.7903]. [5]В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, Ю.Г. Садофьев., J.P. Bird, S.R. Johnson, Y.-Н. Zhang., 2005. Циклотронный резонанс

в легированных и нелегированных гетероструктурах InAs/Sb с квантовыми ямами. Физика и Техника Полупроводников, **Т.39**, вып.1. С.71-75. [6] Н.В. Павлов, Г.Г. Зегря., 2014. Оптические свойства гетероструктур с глубокими квантовыми ямами AlSb/InAs_{0.84}Sb_{0.16}/AlSb. Физика и Техника Полупроводников. **Т.48**, вып.9. С.1217–1227. [7] Н.В. Павлов, Г.Г. Зегря., 2015. Влияние непараболичности энергетического спектра электронов и легких дырок на оптические свойства гетероструктур с глубокими квантовыми ямами AlSb/InAs_{0.86}Sb_{0.14}/AlSb. Физика и Техника Полупроводников. **Т.49**, вып.5. С. 617–627. [8] Abdulazizov B.T., Baymatov P.J. The International Symposium “New Tendencies of Developing Fundamental and Applied Physics: Problems, Achievements, Prospectives”. November 10-11, 2016, Tashkent, Uzbekistan. PP. 76-77. <http://www.ips2016.uz>. [9] P.J. Baymatov, B.T. Abdulazizov., 2017. Concentration dependences of the electron effective mass, Fermi energy, and filling of subbands in doped InAs/AlSb quantum wells. Ukr. J. Phys. Vol. **62**, No.1, P. 46–50. [DOI: 10.15407/ujpe62.01.0046]

ВАХ НЕОДНОРОДНО РАЗОГРЕТОГО НЕСИММЕТРИЧНОГО *p-n*-ПЕРЕХОДА В СВЧ ПОЛЕ

Г.Гулямов, Г.Дадамирзаев, И.Г.Турсунов, М.Г.Дадамирзаев

Наманганский инженерно-педагогический институт,

160103, Наманган, Узбекистан

E-mail: dadamirzaev70@mail.ru

Национальный университет Узбекистана имени Мирзо Улугбека,

700174, Ташкент, Узбекистан

*Получены ВАХ с учетом разогрева электронов и дырок, возмущение потенциального барьера, а также возникновения вихревых токов при неоднородном разогреве несимметричного *p-n*-перехода в СВЧ поле. Разогрев электронов и дырок, возмущение потенциального барьера увеличивает ЭДС и величину тока, генерируемого в несимметричном *p-n*-переходе, а вихревые токи их уменьшают.*

Ключевые слова: горячие электроны, СВЧ поля, напряжение холостого хода, ток короткого замыкания, ВАХ *p-n*-перехода.

1. Введение

В экспериментах [1,2] по исследованию горячих носителей в кремниевых *p-n*-переходах в сильном сверхвысокочастотном (СВЧ) поле были обнаружены аномально большие значения токов и напряжений. Полученные ВАХ этих диодов также сильно отличаются от идеальных, даже в относительно слабых СВЧ полях, когда еще не замечен разогрев носителей. Однако при рассмотрении экспериментальных результатов не учитывалось, что часть образца находится вне волновода и в этих участках носители имеют температуру окружающей среды, а внутри волновода они находятся в сильном СВЧ поле и разогреваются. В работе [3] проделаны теоретические расчеты ВАХ и коэффициента неидеальности *p-n*-перехода с учетом условия эксперимента [1,2] и реальной геометрии образца, предложены дополнительные объяснения возникновения аномально больших токов, ЭДС и коэффициента неидеальности диода. Если в образце имеется анизотропия, то в нем кроме обычных термоэлектрических явлений возникают вихревые токи, которые сильно влияют на ЭДС и тока, генерируемые в анизотропном термоэлементе [4]. А в работе [5] рассмотрено влияние СВЧ квазипотенциала на вихревые токи возникающие в *p-n*-переходе. В работе [6] изучено влияние разогрева электронов и дырок на коэффициент неидеальности ВАХ *p-n*-перехода в сильном СВЧ поле. Установлено, что коэффициент неидеальности диода определяется температурой носителей заряда, создающего основной ток в *p-n*-переходе. Однако там не учитывается влияние вихревого тока, возникающего в образцах с *p-n*-переходом в СВЧ поле.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование ВАХ с учетом разогрева носителей зарядов и высокочастотного возмущения потенциального барьера, а также возникновения вихревых токов при неоднородном разогреве несимметричного *p-n*-перехода.

2. Теоретическое исследование ВАХ несимметричного *p-n*-перехода при неоднородном разогреве

На рис.1 схематически приведен вид вихревых токов с учетом геометрии образцов, исследованных экспериментально [1,2]. Нижняя часть образца расположена внутри волновода, где носители зарядов разогреваются под действием СВЧ поля и возникают токи разогретых электронов и

дырок в области $\ell - \ell_1$ диода, а верхней части отсутствует СВЧ поле в области ℓ_1 образца. В таких расположениях образца под действием СВЧ поля возникают вихревые токи (рис. 1) [7]. Эти токи действуют на ЭДС, генерируемого на р-п-переходе тока.

Полный ток, проходящий через диод с учетом разогрева электронов определяется по формуле [3]:

$$I = \frac{l_1}{l} I_S \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right]_{col} + \left. + \frac{l-l_1}{l} \left\{ I_{se} \left[\left(\frac{T_e}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B \cos(\omega t)}{kT_e}\right) - 1 \right] \right\} \right]_{hot} \quad (1)$$

где I_S - ток насыщение; φ_0 – высота потенциального барьера в отсутствие электромагнитной волны; U – возникающее напряжение на диоде; e -заряд электрона; T -температура решетки; k - постоянная Больцмана; T_e - температура электронов.

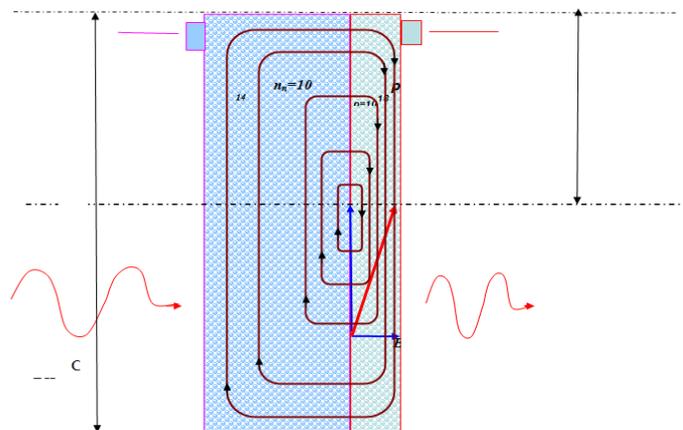


Рис. 1. Схематическое расположение p - n -перехода в волноводе [1] и вид вихревых токов в образце в режиме холостого хода.

В выше указанных работах не учитывались влияние разогрева дырок на ВАХ несимметричного p - n -перехода при неоднородном разогреве. Если учесть ещё разогрева дырок при расчете ВАХ несимметричного p - n -перехода при неоднородном разогреве тогда получим следующую формулу:

$$I = \frac{l_1}{l} I_S \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right]_{col} + \left. + \frac{l-l_1}{l} \left\{ j_{se} \left[\left(\frac{T_e}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B \cos(\omega t)}{kT_e}\right) - 1 \right] + j_{sh} \left[\left(\frac{T_h}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B \cos(\omega t)}{kT_h}\right) - 1 \right] \right\} \right]_{hot} \quad (2)$$

Эта формула справедлива, когда падением напряжения в базе пренебрегается. Первый член этой формулы выражает ток, проходящий через часть диода находящегося вне волновода. Второй член формулы определяет ток в части диода внутри волновода, которое возникает за счет разогрева электронов и дырок, а также возмущение высоты потенциального барьера. Через разницы градиентов температур электронов и дырок внутри волновода и вне волновода определяются величины и вклад вихревых токов в образце. Чем больше температура носителей внутри волновода и чем меньше в холодной части образца, а также чем длиннее часть образца находящегося вне волновода, тем сильнее проявляются вихревые токи.

Для такого случая ток короткого замыкания определяется током разогретых носителей зарядов:

$$I_{sc} = \frac{l-l_1}{l} \left\{ j_{se} \left[\left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e\varphi_0 + eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) - 1 \right] + \right. \\ \left. + j_{sh} \left[\left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e\varphi_0 + eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) - 1 \right] \right\}_{hot} \quad (3)$$

Рассмотрим напряжение холостого хода, для случая, когда сопротивление базы намного меньше, чем сопротивление р-п-перехода. Тогда полный ток во внешнем контуре равен нулю. Приравнявая уравнение (2) к нулю и для простого случая когда $(l - l_1)/l = 1/2$, то для определения напряжения холостого хода U_{oc} возникает следующее трансцендентное соотношение:

$$\left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc}) + eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) + \\ + \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc}) + eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) + \exp \left(\frac{eU_{oc}}{kT} \right) = 3 \quad (4)$$

Отсюда видно, что при неоднородном разогреве образца напряжение холостого хода зависит от температуры носителей зарядов и возмущение вы соты потенциального барьера.

Рассмотрим частный случай, когда $T_e = T_h = T$, тогда из уравнения (4) получим выражение для напряжения холостого хода в виде:

$$2 \exp \left(\frac{U_{oc} - eU_B \cos(\omega t)}{kT} \right) + \exp \left(\frac{eU_{oc}}{kT} \right) = 3 \\ \exp \left(\frac{eU}{kT} \right) = \frac{3 \exp \left(\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT} \right)}{2 + \exp \left(\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT} \right)} \\ U_{oc} = \frac{kT}{e} \ln \left[\frac{3 \exp \left(\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT} \right)}{2 + \exp \left(\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT} \right)} \right]. \quad (5)$$

Отсюда видно, что при низких мощностях СВЧ волны, когда отсутствует разогрев носителей зарядов возникает напряжение холостого хода за счет искривление электрического поля.

3. Заключение

На основе проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

Получены ВАХ с учетом разогрева электронов и дырок, возмущение потенциального барьера, а также возникновения вихревых токов при неоднородном разогреве несимметричного р-п-перехода в СВЧ поле. Разогрев электронов и дырок и возмущение потенциального барьера увеличивает ЭДС и величину тока, генерируемого в несимметричном р-п-переходе, а вихревые токи их уменьшают. Разности градиентов температур электронов и дырок внутри волновода и вне волновода определяют величину и вклад вихревых токов в образце. Чем больше температура носителей внутри волновода и чем меньше в холодной части образца, а также чем длиннее часть образца находящегося вне волновода, тем сильнее проявляются вихревые токи.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Аблязимова Н.А., Вейнгер А.И., Питанов В. Электрические свойства кремниевых р-п-переходов в сильных СВЧ полях// Физика и техника полупроводников. – Ленинград, 1988.- т.22. № 11.– С. 2001-2007. [2] Аблязимова Н.А., Вейнгер А.И., Питанов В.С. Влияние сильного СВЧ поля на фотоэлектрические свойства

кремниевых р-п-переходов// Физика и техника полупроводников.– Санкт Петербург, 1992.- т.26. № 6.- С.1041-1047. [3] Гулямов Г., Б.Хамидова. Влияние геометрии образцов на ВАХ р-п-перехода в сильном СВЧ поле// Физика и техника полупроводников. –Санкт- Петербург, 1996. -т.30. №.5. -С.769-777. [4]Шамирзаев С.Х., Гулямов Г., Дадамирзаев М.Г., Гулямов А.Г. Коэффициент неидеальности вольт-амперных характеристик р-п-переходов в сильном сверхвысокочастотном поле// Физика и техника полупроводников– Санкт Петербург, 2009. - т.43, №1. - С. 53-57.[5]ShamirzaevS.H., GulyamovG., DadamirzaevM.G., GulyamovA.G. Eddy-CurrentsAppearinginap–nJunctioninaHighMicrowaveField//Semiconductors. –USA, 2011, -vol. 45, No.8, pp. 1035–1037. [6]Shamirzaev S.H., Gulyamov G., Dadamirzaev M.G., Gulyamov A.G. The Nonideality Coefficient of Current–Voltage Characteristics for p–n Junctions in a High Ultrahigh-Frequency (Microwave) Field// Semiconductors. – USA, 2009. -vol. 43. №1. -pp. 47–51. [7]Shamirzaev S.H., Gulyamov G., Dadamirzaev M.G., Gulyamov A.G. Eddy Currents in the p–n Junction in a Microwave Field// Semiconductors. –USA, 2009. -vol. 43. №.9, -pp. 1170–1173.

ВЛИЯНИЕ ГАММА-ОБЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕДЕНИЕ КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО ГАФНИЕМ

Далиев Ш.Х.

Национальный университет Узбекистана
E-mail: dalievshkh@yandex.ru

Аннотация.

С помощью метода нестационарной емкостной спектроскопии изучено влияние гамма-облучения на поведение кремния, легированного гафнием. Обнаружено, что облучение приводит к нелинейным изменениям концентрации ГУ, связанных с атомами гафния. Установлено, что присутствие гафния приводит к замедлению процесса радиационного дефектообразования: скорость введения А-центра в образцах Si<Hf> меньше, чем в контрольных образцах. Причем, чем больше концентрация гафния, тем меньше концентрация радиационных дефектов.

Ключевые слова. Кремний, гафний, гамма-облучение, радиационный дефект, эффективность образования, емкостная спектроскопия.

В настоящее время полупроводниковые материалы, в частности, кремний и приборы на его основе широко применяются в космической, атомной энергетике и других областях, где они испытывают воздействие разного рода радиации. Известно, что воздействие радиации на полупроводниковые материалы проявляется в изменении их электрофизических, рекомбинационных, оптических и многих других характеристик. За наблюдаемые эффекты ответственны как первичные процессы образования простейших дефектов (вакансий и междоузельных атомов), так и вторичные процессы, которые заключаются в образовании и накоплении комплексов простейших дефектов с примесями или другими несовершенствами решетки кристаллов. Несмотря на большое число экспериментальных данных до сих пор отсутствует полная картина образования радиационных дефектов (РД) в легированных материалах. В связи с этим исследования влияния радиации на свойства легированных полупроводниковых материалов и приборов на их основе, как одного из основных способов контролируемого введения определенного типа дефектов и возможности в широких пределах управлять свойствами полупроводниковых материалов и приборов, представляются наиболее актуальными на ближайшие годы.

Известно, что на процессы радиационного дефектообразования большое влияние оказывают различные факторы. Эффективность образования и отжига тех или иных РД зависят от наличия активных и неактивных неконтролируемых примесей, их содержания и состояния в решетке кремния, от вида легирующей примеси, ее концентрации, присутствия сразу нескольких примесей и многих других факторов.

Известно, что на процессы радиационного дефектообразования заметное влияние оказывают различные факторы [1-3]. Эффективность образования и кинетика отжига тех или иных радиационных дефектов зависят от наличия активных и неактивных неконтролируемых примесей, их содержания и состояния в решетке кремния, присутствия одновременно нескольких примесей и многих других факторов.

Среди перечисленных факторов наибольший интерес представляют примеси тугоплавких элементов, специально введенные в кремний перед облучением. Поэтому ниже приводятся результаты исследования процессов радиационного дефектообразования в п - кремнии, легированном

гафнием. Облучение образцов производилось гамма - квантами ^{60}Co с интенсивностью потока $3.4 \cdot 10^{12}$ квант/см 2 ·с. Одновременно проводилось облучение и контрольных образцов (исходных образцов Si без специально введенной примеси) с различным содержанием оптически активных атомов кислорода $N_c^{\text{опт}}$, что и легированные образцы.

Результаты измерений удельного сопротивления образцов после гамма-облучения показали, что в бездислокационном исходном и термообработанном кремнии скорость введения и концентрация радиационных дефектов заметно меньше, по сравнению с обычным кремнием, что соответствует вышеописанному механизму взаимодействия первичных РД с кислородом и термодфектами. Анализ полученных данных показывает, что характер влияния облучения на исходные образцы зависит от их параметров. В образцах с концентрацией носителей заряда более $1 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ в исследуемом интервале доз облучения заметного изменения концентрации глубоких уровней не наблюдается, т.е. концентрация электроактивных РД, вводимых гамма - облучением при дозах $\Phi = 1 \cdot 10^9$ рад меньше $1 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, что подтверждает известное в литературе предельное значение концентрации РД [3]. В образцах с $\rho > 100$ Ом·см при $\Phi = 10^7$ рад начинается увеличение удельного сопротивления и при $\Phi = (5 \div 7) \cdot 10^6$ рад оно достигает величины 10^5 Ом·см.

Исследования электрофизических свойств облученных образцов Si<Hf> показали, что до дозы $\Phi = 1 \cdot 10^8$ рад заметного изменения электропроводности не наблюдается. При дозах $\Phi > 10^9$ рад в образцах Si<Hf> электропроводность увеличивается в 3÷5 раз.

Процессы образования радиационных дефектов и влияние облучения на свойства n- типа кремния, легированного гафнием изучались также с помощью нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS).

Для проведения этих экспериментов использовался n- и p-Si с удельным сопротивлением $1 \div 300$ Ом·см, выращенный методом Чохральского и бестигельной зонной плавки. Диффузионные переходы создавались путем высокотемпературной диффузии бора и фосфора. Площадь p-n- перехода не превышала $0,15$ см 2 . Затем проводилась диффузия гафния в готовые диодные структуры при $1000 \div 1250^\circ\text{C}$ в течение $2 \div 100$ часов.

Концентрация и параметры глубоких уровней (ГУ) после диффузии примеси и каждого облучения определялись из спектров DLTS. Одновременно с легированными образцами, облучались и контрольные образцы Si.

На рис.1 приведены типичные спектры DLTS до и после облучения образцов кремния, легированного гафнием. Как видно из этих спектров, гамма-облучение заметного влияния на параметры ГУ (энергию ионизации и сечение захвата носителей) в n- и p-Si<Hf> не оказывает. Измерения дозовых зависимостей концентрации ГУ (N_t) в таких образцах показали, что изменения N_t в исследованном интервале доз облучения носят нелинейный характер и зависят от начальной концентрации ГУ. Установлено, что после облучения дозой $\Phi > 3 \cdot 10^{17}$ квант/см 2 наблюдается увеличение сопротивления базы и уменьшение емкости диода при 77К, что свидетельствует о введении компенсирующих центров. Анализ спектров DLTS образцов n-Si<Hf> показал, что в результате гамма-облучения вводится новый уровень (рис.1, пик С) с энергией ионизации $E_c - 0.17$ эВ и сечением захвата электронов $\sigma_n = 1 \cdot 10^{-14}$ см 2 . Значения параметров этого ГУ совпадают с данными работ [2,3] и относятся к комплексу кислород-вакансия (А-центр). Измерения контрольных образцов Si (без примеси Hf) показали, что при гамма-облучении в них также вводится А-центр. Однако дозовая зависимость концентрации этого центра в отличие от аналогичной зависимости в легированных образцах линейна. Кроме того, скорость введения А-центра в контрольных образцах больше, чем в легированных.

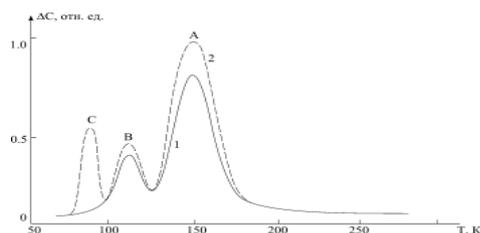


Рис.1. Типичные спектры DLTS образцов n-Si<Hf> до(1) после γ - облучения(2).

Анализ спектров DLTS контрольных образцов “бескислородного” кремния показал, что облучение вводит в них, кроме А-центров, еще один характерный РД – Е-центр с энергией ионизации $E_c - 0.43\text{эВ}$ и сечением захвата электронов $1,8 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. Отметим, что в легированных образцах концентрация Е-центров почти на порядок меньше, чем в контрольных образцах.

Таким образом, анализ полученных данных показывает, что облучение приводит к нелинейным изменениям концентрации ГУ, связанных с атомами гафния. Присутствие гафния приводит к замедлению процесса радиационного дефектообразования: скорость введения А-центра в образцах Si<Hf> меньше, чем в контрольных образцах. Причем, чем больше концентрация гафния, тем меньше концентрация РД. Эти эффекты, вероятно, следует связывать с особенностями взаимодействия атомов гафния с радиационными дефектами в кремнии. Известно, что значительная часть атомов переходных металлов в кремнии находится в электронейтральном состоянии. Возможно, что наблюдаемый нами при больших дозах облучения рост концентрации ГУ гафния, обусловлен активацией именно этой нейтральной части атомов гафния. Предполагается также, что при высоких дозах облучения возможен процесс последовательного захвата вакансий атомами гафния, находящимися в неактивных состояниях, что может ограничивать скорость введения радиационных дефектов.

ЛИТЕРАТУРА:

- [1] Вопросы радиационной технологии полупроводников. / Под ред. Смирнова Л.С., Н, 1980 г., с. 294.
- [2] Шаховцов В.И., Шиндич В.Л. Радиационные эффекты в твердых телах// Киев. Наукова думка. 1977. с.232.
- [3] Физические процессы в облученных полупроводниках. – Под ред. Смирнова Л.С., Новосибирск, Наука, 1977, 256 с.

ЭЛЕКТРОННАЯ СХЕМА С ПРЕЦИЗИОННЫМ РЕГУЛИРОВАНИЕМ ТОКА НА ПОЛЕВОМ ТРАНЗИСТОРЕ

А.Каримов, Д.Джураев¹, Д.Ёдгорова, О.Абдулхаев

Физико-технический институт АН РУз

Ташкент 100084, Узбекистан, ул. Бодомзор йули кучаси 2 “б”

E-mail: karimov@uzsci.net

¹БухГУ, E-mail: djuraev2002@mail.ru

Аннотация.

Предложена электронная схема с прецизионным регулированием тока на полевом транзисторе, предназначенная для питания датчиков температуры и деформации с субмикронным стабилизированным током, а также для изучения токовых характеристик полупроводниковых структур с пороговыми характеристиками типа стабилитрона, лазера.

Ключевые слова: электронная схема, субмикроампер, стабильный источник питания.

1. Введение. Снятие статических вольтамперных характеристик диодных структур с низким дифференциальным сопротивлением на участках резкого роста тока, в частности, в режиме прямого смещения и пробоя до сих пор остается проблематичным.

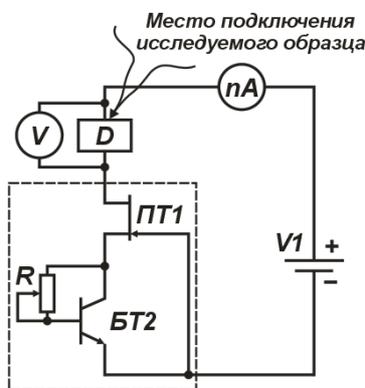
Известные методы измерения вольтамперных характеристик с помощью схем с определенным значением сопротивления, ограничивающего ток до безопасных значений [1] позволяют определить токи на переходных участках из высокоомного состояния в низкоомное. При этом из-за линейной характеристики сопротивления ограничения тока ($R_{огр}=1 \text{ кОм}$) реальное значение измеряемого тока ограничения может отличаться от задаваемого. Так как при достижении участка резкого роста тока сопротивление диодной структуры принимает минимальное значение [2], то есть ток определяется напряжением, падающим на сопротивлении, а не на самом диоде. Кроме того участки с низким значением тока (меньше 10^{-4} А) остаются за пределами измерения.

В настоящей работе предлагается электронная схема, предназначенная для исследования токовых характеристик диодных структур с резко изменяющимися участками. Схема основана на новом свойстве полевого транзистора проявляемого при переходе из режима отсечки на активный

режим, которое заключается в сохранении заданного тока независимо от параметров нагружаемого на него полупроводникового диода (низкоомный или высокоомный).

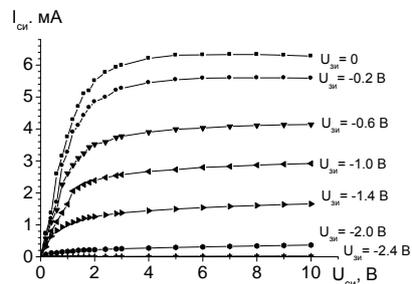
2. Электронная схема

В принципе электронная схема (рис. 1) состоит из полевого транзистора с управляющим р-п-переходом и биполярного транзистора. Положительная полярность рабочего напряжения от блока питания (10 В) через микроамперметр подается к исследуемому диоду – образцу, параллельно к которому подключается микровольтметр. При этом второй вывод образца соединен к электроду стока полевого транзистора. Затвор полевого транзистора соединен к минусу блока питания. Между истоком и затвором полевого транзистора расположен биполярный транзистор с переменным потенциометром, включенным между коллектором и базой. Переменный потенциометр задает величину запирающего напряжения полевого транзистора. При увеличении значения сопротивления потенциометра, уменьшается ток, протекающий по каналу и через исследуемый диод (D). При таком соединении (в интервале напряжений от 2 до 10 В) ток стока практически не меняется, т.е. находится на участке насыщения, рис. 2а. Вернее определяется передаточной стокзатворной характеристикой, где ток задается напряжением, падающим на переходе исток-затвор, рис. 2б.

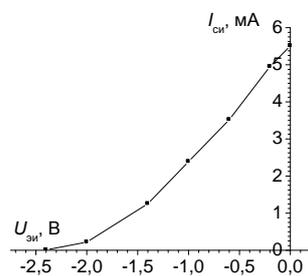


ПТ1-кремниевый полевой транзистор;
БТ2-биполярный транзистор; R=2
МОм; V-вольтметр ВК7-21А; nА- ам-
перметр ВК7-21А; D- испытуемый ста-
билитрон, светодиод; диод.

Рис.1. Электронная схема измерителя
тока и напряжения



(а)



(б)

Рис. 2. Стокзатворная (а) и (б) стокосые вольтамперные характеристики
полевого транзистора

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В зависимости от параметров исследуемого диода автоматически создается рабочий режим электронной схемы. В случае низкоомных структур при регулировке потенциометра, ток, протекающий через структуру, будет задаваться стабильно за счет постепенного открытия канала. В частности, для светодиода получаем прямую вольтамперную характеристику, приведенную на рис. 3. Откуда видно, что для участка резкого роста тока имеем десяток точек за счет задаваемого тока. В то время как для стабилитрона при задаваемых малых токах создается большое падение напряжения и далее после наступления пробоя вблизи 5.00 вольт, практически во всем рабочем диапазоне токов, имеем стабилизированное напряжение, рис. 4.

Сравнение полученных данных для светодиода и стабилитрона показывает, что: в светодиоде на участке резкого роста тока в широком интервале прямого тока имеем незначительное изменение напряжения, а для стабилитрона в режиме пробоя в узком интервале напряжения наблюдается резкий рост тока связанный с лавинным пробоем.

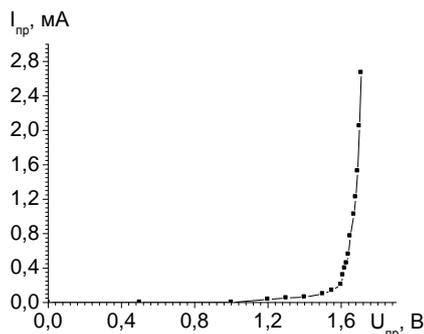


Рис. 3. Прямая вольтамперная характеристика светодиода

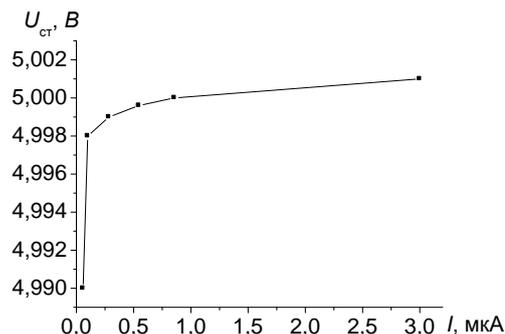


Рис. 4. Зависимость падения напряжения от протекающего тока стабилитрона

4. Заключение

Таким образом, предлагаемая электронная схема позволяет прецизионно снимать токовые зависимости датчиков на участках резкого роста тока, как в прямом, так и в обратном направлениях. Предлагаемая электронная схема также может использоваться в качестве прецизионного источника тока.

ССЫЛКИ:

[1] Установка для измерения ВАХ полупроводникового диода. http://rc.asu.ru/doks/db/vuz/_276.doc. [2] Козлов В.А., Кардо-Сысоев А.Ф., Брылевский В.И. Волновой ударно-ионизационный пробой дрейфовых диодов с резким восстановлением // Физика и техника полупроводников. –Санкт-Петербург, 2001.-Том 35. - Вып. 5. -С. 629-632.

ФОТОТЕНЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК CdTe, CdSe И ZnTe С ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИМ СВОЙСТВОМ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ПОРЦИАЛЬНЫХ ИСПАРЕНИЙ В ВАКУУМЕ

Ж. Жумабоев, О.М. Маматов, Х.М. Сулаймонов, Юлдашев Н.Х.

Ферганский политехнический институт, Узбекистан. uzferfizika@mail.ru

Рассмотрены вопросы технологии получения тонкопленочных элементов с аномальным фотовольтаическим свойством из теллуридов и селенидов кадмия и цинка. Анализируются экспериментальные результаты исследования вольт-амперных, люкс-амперных, люкс-вольтовых и деформационных характеристик пленок, изготовленных из CdTe, CdSe и ZnTe.

Ключевые слова: тонкие поликристаллические пленки, фотовольтаические свойства, метод дискретного испарения в вакууме, температура подложки, относительная деформация, коэффициент тензочувствительности вольтамперные, люксамперные, люксвольтовые и спектральные характеристики.

1. Введение.

В настоящее время имеется достаточно работ, посвященных исследованию эффекта генерации аномально больших фотонапряжений (АФН) в различных полупроводниковых пленках (см., например, [1-5]). Однако до сих пор нет единого мнения относительно природы и механизма этого эффекта. Несомненно, что этот эффект связан с наличием большого количества микрофоточувствительных элементов, соответствующих зернистой кристаллической структуре пленки. Тем не менее, пока ещё окончательно не ясны механизмы возникновения фото-ЭДС в каждом из микрофотоэлементов, а также способы их суммирования. Во всяком случае, как утверждают некоторые авторы [1,2], физические механизмы, приводящие к возникновению АФН эффекта в полупроводниковых пленках, якобы с периодической р-п-р... структурой, по-видимому, связаны с неполной компенсацией фотонапряжений в р-п - и п-р-переходах, что обусловлена специальной технологией косоугольного напыления пленок на диэлектрическую подложку. Нескомпенсирование фотонапряжения в р-п-р ячейке может возникать, например, вследствие асимметричного освещения, либо различия в темновых токах насыщения р-п- и п-р- переходов. Анализ литературных данных показывает, что

фотовольтаические пленки имеют очень сложное внутреннее структурное строение, заведомо, они состоят из различных асимметричных микропотенциальных барьеров [3-5]. Следовательно, природу и механизма АФН- эффекта целесообразно связать с природой образования и свойством потенциальных барьеров, ответственных за АФН.

Целью настоящей работы является получение новых информации о механизме генерации АФН путем комплексного исследования влияния технологических условий получения пленок на их электрофизические, фотоэлектрические и тензоэлектрические свойства. Ниже будет рассмотрено принципиальные вопросы усовершенствования технологии получения тонких пленок с аномальным фотовольтаическим (АФВ) свойством из теллуридов и селенидов кадмия и цинка. Приводятся результаты экспериментального исследования вольт-амперных, люкс-амперных, люкс-вольтовых и деформационных характеристик изготовленных пленок. Для выявления типа барьеров ответственных за высоковольтный фотовольтаический эффект, здесь предлагается новый метод, в котором подвергается пленки к упругим механическим деформациям. При этом учитывается, что гомопереходы обладают малой чувствительностью к механическим воздействиям, а гетеропереходы - обнаруживают относительно высокую тензочувствительность.

2. Технология.

2.1. Методика получения пленочных структур.

Анализ известных технологических методов получения пленочных фотовольтаических элементов из теллуридов кадмия и цинка, селенида кадмия показал, что такие пленки авторами получены, в основном, методом открытого вакуумного напыления при наклонном падении молекулярного пучка на предварительно подогретые диэлектрические подложки. При этом особенности испарения и конденсации материалов во многих работах недостаточно учитываются. В результате “оптимальные” условия получения пленочных элементов, установленные различными авторами, значительно отличаются друг от друга [4-6]. На основе анализа литературных данных по способу получения фотовольтаических пленок и с учетом особенностей испарения и конденсации использовали метод открытого вакуумного напыления определенных порций испаряемого материала, т.е. метод дискретного испарения.

Для получения пленок использованы, во-первых, мелкодисперсные порошки теллуридов кадмия и цинка, а также селенида кадмия с грифом “Особо чистый”, во-вторых, механические смеси отдельных компонентов указанных выше двойных соединений. Как показал анализ литературных данных, при получении пленочных фотовольтаических элементов из теллурида кадмия и цинка и селенида кадмия значительное влияние на их структуру и свойства оказывает состав паровой фазы. Поэтому учитывая, что паровая фаза зависит от состава павески, особенностей и условий ее испарения, нами получены пленочные элементы из следующих материалов: 1. Навесок $CdTe$, $ZnTe$ и $CdSe$, механических смесей стехиометрического состава. 2. Определенных порций испаряемого материала. 3. Механических смесей порошков $CdTe$, $ZnTe$ с избытком металла или металлоидной компоненты до 20 вес %. 4. Механических смесей порошков $CdSe$ с избытком металла или металлоидной компоненты до 15 вес %.

2.2. Влияние условия испарения.

Для изучения влияния особенностей и условий испарения навесок теллурида кадмия и цинка и селенида кадмия на фотовольтаические свойства пленочных элементов были получены слои из различных порций испаряемого материала. Из навесок теллурида кадмия и цинка испарялось контролируемое количество материала навески. В полученных пленках измерялось аномальное фотонапряжение. Исследования показывают, что с увеличением первой порции от 5 % до 30 % фотонапряжение, генерируемое при нормальных условиях пленочными элементами при освещении растут до 2500 В на 1 см длины пленки, полученной из теллурида кадмия и 1200 В-из теллурида цинка, а затем (выше 30 %) медленно падают. При увеличении количества неиспаренной части (при увеличении третьей порции) от 0 до 10 % максимальное значение АФН растет, а затем (выше 10 %) начинает падать. Наибольшее значение АФН получены при следующих условиях: I порция ~30%, II порция ~60%, III порция ~10%. Наименьшее фотонапряжение генерировали пленочные элементы, полученные из всего исходного материала. Самое наибольшее фотонапряжение ~ 5 кВ генерировали пленки из $CdSe$, полученные из порций I (25% исходного материала). Определены наименьшие оптимальные массы исходного материала. Они составляли: $CdTe$ -40 мг, $ZnTe$ -50 мг, $CdSe$ -50 мг. Такое влияние порции исходного материала на величину генерируемых фотонапряже-

ний, связано с тем, что в процессе испарения состав навески изменяется, а это вызывает изменение состава и структуры получаемых слоев.

2.3. Влияние состава исходного материала.

Для исследования влияния состава исходного материала на электрофизические и фотоэлектрические свойства пленочных элементов получены фотовольтаические слои из смесей с различными содержаниями отдельных компонентов. Результаты показали, что значение АФН линейно зависит от относительной массы избытка компонентов над стехиометрией до $\sim 10\%$ для теллуридов и $\sim 5\%$ для селенидов кадмия. При дальнейшем увеличении избытка компонентов, значение генерируемого фотонапряжения уменьшается. Изменение состава испаряемого материала и температуры его испарения существенно влияет на условия конденсации паровой фазы и вызывает изменение состава и структуры пленочных элементов.

Из полученных результатов можно сделать вывод, что при отклонении от стехиометрии на 10 вес % для теллурида и 5 вес % для селенида кадмия, по-видимому, создаются благоприятные условия для формирования в пленках активных элементов в виде микрогетеропереходов типа р-п, р-р, п-р, например, Te_p-CdTe_n , Se_p-CdSe_n , Te_p-ZnTe_n . Эти переходы могут образоваться на границах кристаллических структур или аморфных состояний.

2.4. Влияние температуры и материала подложки.

Известно [6], что свойства пленочных элементов, полученных на предварительно нагретых подложках, зависят от температуры подложки. Для исследования влияния температуры подложки на свойства пленочных элементов получены пленки из теллуридов кадмия и цинка и селенида кадмия, а также из смесей их компонентов на стеклянных подложках, охлаждаемых предварительно, ненагретых и нагретых до $30^{\circ}C$ и $100^{\circ}C$. Результаты измерений фотонапряжения показали, что АФН, генерируемое пленочными элементами, полученные на предварительно не нагретых или охлаждаемых подложках, по величине были одного порядка, а с увеличением температуры подложки значения фотонапряжения уменьшается. По полярности фотонапряжения все пленочные элементы были одного типа. По-видимому, при конденсации парового потока на охлаждаемые и предварительно ненагретые подложки создаются более благоприятные условия для формирования мелкодисперсной пленки с большим числом микрогетеропереходов. Очевидно, что при повышении температуры подложки изменяется состав и структура (часть материала реиспаряется) конденсата, увеличиваются размеры кристаллитов, а число микрогетеропереходов уменьшается. Установлено, что наибольшее фотонапряжение генерируется пленочными элементами, полученными на предварительно ненагретых или охлаждаемых подложках. Пленки, выращенные на кварцевых, слюдяных диэлектрических подложках, генерировали АФН не большее 10^3 В/см при комнатной температуре.

3. Методика исследования.

С целью выявления физической природы аномальных фотоэлектрических эффектов в поликристаллических слоях $CdTe$, $ZnTe$ и $CdSe$ мы изучали влияния внешних механических напряжений на их электрические и фотоэлектрические свойства. Исследуемые пленочные элементы получали на подложке из органического стекла по методу открытого вакуумного напыления определенных порций испаряемого материала. При этом учитывалось влияние условий получения и размеров пленок на возможность образования различных дефектов.

Для изучения влияния механических напряжений на свойства фотовольтаических элементов было собрано устройство, с помощью которого образцы ступенчато или плавно подвергались деформации растяжения или сжатия путем изгиба подложки. Величина относительной деформации ε вычислялось по выражению:

$$\varepsilon = 3c\Delta y / \ell^3,$$

где c - расстояние от нейтральной оси пластинки до пленки, ℓ - длина пластинки между опорной точкой и точкой приложения силы, Δy - прогиб одного свободного конца пластинки в точке приложения силы, x - расстояние от точки приложения силы до середины пленочного образца. Значения деформации изменяли в интервале от $\varepsilon = +2 \cdot 10^{-3}$ отн. ед., до $\varepsilon = -2 \cdot 10^{-3}$ отн. ед., что позволило многократно деформировать одну и ту же пленку без её разрушения.

3.1. Вольт-амперная характеристика.

Известно (см., например, [3, 6]), что вольтамперные характеристики (ВАХ) АФН пленок линейны в темноте и при значениях освещенности в пределах $0 \div 3,5 \cdot 10^5$ лк, до напряженности электрического поля $\sim 10^3$ В/см и в пределах температур $150 \div 300^{\circ}K$. Линейность ВАХ объяснена

тем, что количество микрогенераторов достигает 10^5 на 1см^2 и при электрических полях $\sim 10^3$ В/см на каждой из них падает напряжение $\sim 0,01$ В.

Определены сопротивления пленочных элементов, полученных по оптимальным условиям, снимались их ВАХ в темноте и при освещенности $5 \cdot 10^4$ лк в интервале значения напряженности электрического поля от -3 кВ/см до $+3$ кВ/см. Оказалось, что ВАХ пленочных элементов, линейны в темноте и при освещении. Темновое сопротивление пленочных элементов полученных по оптимальным условиям на один порядок превышает сопротивления АФН-пленок, полученное по известным методам [6, 9, 10] и составляет $10^{12} \div 10^{13}$ Ом. Это, по-видимому связано с тем, что в наших пленках формируется большее число активных элементов (микрогетеропереходов) и уменьшается число неактивных (шунтирующих слоев), либо осуществляется сильная компенсация донорных и акцепторных примесей.

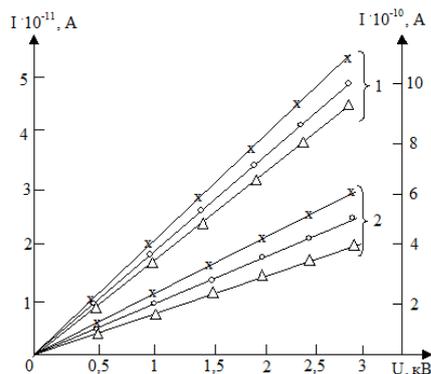


Рис.1а. ВАХ CdTe (1) и ZnTe (2) при деформациях сжатия: $\varepsilon=0$ (o), $2,0 \cdot 10^{-3}$ (Δ -растяжение), $-2,0 \cdot 10^{-3}$ (x-сжатие) отн.ед.

Снимались ВАХ в темноте при внешней механической деформации. На рис.1,а приведена ВАХ пленочных элементов CdTe, ZnTe при упругих деформациях. Из характеристик видно, что при деформации линейный характер ВАХ не меняется. При сжатии проводимость пленки растет, а при растяжении-уменьшается. По-видимому, это связано с изменением высоты и ширины потенциальных барьеров при деформации, так как при сжатии высота и ширина барьера уменьшается, а

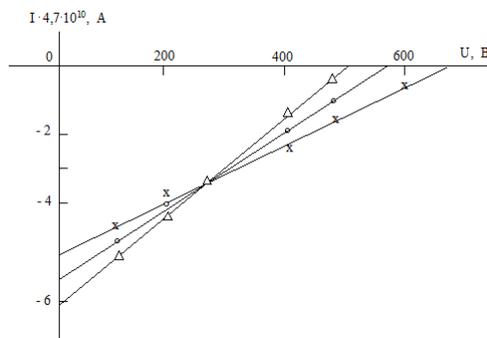


Рис.1б. ВАХ CdTe при освещении $E=2 \cdot 10^4$ лк: o – при отсутствии деформации, Δ -при $\varepsilon=-2,0 \cdot 10^{-3}$ отн.ед. (сжатие), x – при $\varepsilon=2,0 \cdot 10^{-3}$ отн.ед. (растяжение).

при растяжении-растет. Коэффициент тензочувствительности K пленочных образцов оценивали по выражению

$$K = \Delta I / I \varepsilon,$$

где ΔI - абсолютное изменение силы тока при деформации, I -ток через недеформированный образец, ε -величина относительной деформации. Оценки показали, что величина K достигает от

60 до 100 отн. единиц для исследованных пленок. Также снимались ВАХ при освещении и под действием механической деформации. При освещении пленочных элементов меняется наклон ВАХ, т.е. пленки обладают заметной фотопроводимостью. Темновое и световое сопротивления пленочных элементов, полученных по оптимальным условиям больше, чем аналогичных

сопротивлений пленок, полученных по известной технологии [3, 9]. На рис.1 б приведена ВАХ деформированных пленочных элементов из теллурида кадмия при освещении. Из полученных характеристик видно, что при сжатии величина фототока растет, а при растяжении - уменьшается.

Типичная деформационная характеристика фотовольтаических пленок *CdTe*, *ZnTe* и *CdSe* приведена на рис.2, из которого видно, что при сжатии величина фотонапряжения уменьшается, а при растяжении - растет. Изменения фототока и фотонапряжения при деформации, очевидно, связаны с изменением высоты микропотенциальных барьеров внутрикристаллических структур АФН- пленок.

Известно, что при испарении *CdTe*, *ZnTe* и *CdSe* молекулы этих материалов частично или полностью разлагаются за счет термической диссоциации. В результате этого состав полученных пленок может значительно отличаться от стехиометрического. Нарушение стехиометрии влияет на фазовый состав, структурно-чувствительные свойства, природы и концентрацию различных дефектов и, следовательно, на тип проводимости пленок.

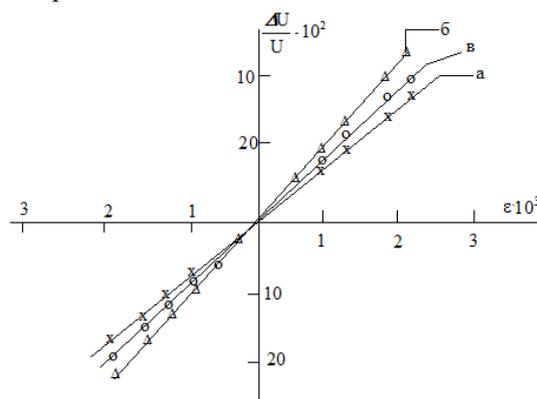


Рис.2. Деформационная характеристика *CdTe* (а), *ZnTe* (б) и *CdSe* (в) при комнатной температуре при значении освещенности света $E=2 \cdot 10^4$ лк.

Мы изучали влияние состава навески на тензoeлектрические свойства фотовольтаических элементов из *CdTe*, *ZnTe* и *CdSe*. Пленки получали дискретным испарением в вакууме. Результаты исследования показали, что при нарушении стехиометрии смеси в сторону избытка кадмия (или цинка до 10 вес %) значение коэффициента тензочувствительности пленок из *CdTe* и *ZnTe* возрастает, а с увеличением избытка кадмия (цинка) выше 10 вес % - медленно уменьшается.

У *CdSe* при нарушении стехиометрии в сторону избытка кадмия до 5 вес % значение коэффициента тензочувствительности возрастает, а с увеличением избытка *Cd* (выше 5 вес %) - медленно уменьшается. По - видимому, у *CdTe* и *ZnTe* при избытке *Cd* и *Zn* на 10 вес %, у селенида кадмия при избытке *Cd* до 5 вес % создаются благоприятные условия для образования в пленке активных дефектов, а увеличение *Cd* и *Zn* больше 10 вес %, а у селенида кадмия увеличение *Cd* больше 5 вес % могут образоваться в пленке шунтирующие слои.

3.2. Люксвольтовые и люксамперные характеристики. Важнейшей характеристикой АФН эффекта является зависимость фотонапряжения $U_{\text{АФН}}$ (В) от интенсивности возбуждающего света. Изучение люксвольтовых характеристик при деформации дает нужную информацию о природе этого эффекта. С этой целью были исследованы влияния деформации на люксвольтовую характеристику пленочного элемента из *CdTe* и *ZnTe*. Полученные характеристики приведены на рис.3а. Из рисунка видно, что люксвольтовые характеристики теллуридов кадмия и цинка состоят из двух участков в пределах изменения освещенности возбуждающего света от 0 до $5 \cdot 10^4$ лк. Сначала в области $E=(0 \div 10^4)$ лк наблюдается весьма быстрый рост фотонапряжения, а дальнейшее увеличение интенсивности света до значения $5 \cdot 10^4$ лк приводит к увеличению фотонапряжения всего лишь на 20 %. Там же видно, что люксвольтовые характеристики теллурида цинка и кадмия, при деформации качественно не меняется, а только смещается по ординате: при сжатии вниз, а при растяжении - вверх. Были получены также и люксамперные характеристики пленок *CdTe*, *ZnTe* и *CdSe* при комнатной температуре в интервале значения освещенности от 0 до $5 \cdot 10^4$ лк при деформации и без деформации. Характеристика приведена на рис.3а. Видно, что в интервале значения освещенности от 0 до $5 \cdot 10^4$ лк характеристика линейно как при наличии, так и при отсутст-

вии деформации. При деформации качественный вид характеристики не меняется, а только смещается по ординате вниз при растяжении, и вверх - при сжатии. Фототок при сжатии растет, а при растяжении-уменьшается. По-видимому, эти изменения также могут быть связаны с изменением высоты микрорельефных барьеров при деформации пленок теллурида кадмия и цинка и селенида кадмия, приводящее к фототензочувствительности этих пленок.

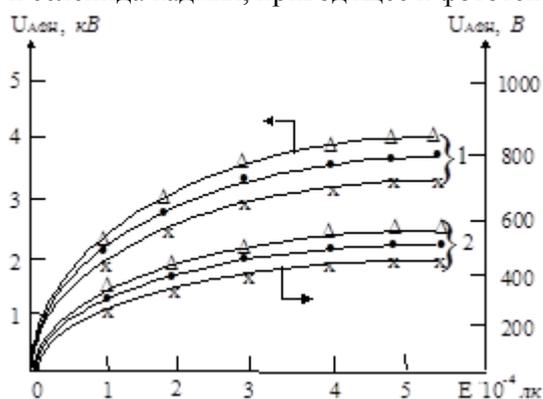


Рис.3,а. Зависимость фотонапряжения от интенсивности света для *CdTe* (1) и *ZnTe* (2) при значении относительной деформации: $\varepsilon=0$ (●), $2 \cdot 10^{-3}$ отн.ед. (Δ -растяжение), $2 \cdot 10^{-3}$ отн.ед. (x-сжатие).

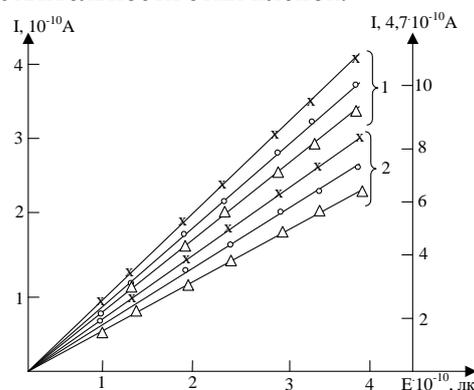


Рис.3,б. Люксамперная характеристика *CdTe* (1) и *ZnTe* (2) при: $\varepsilon=0$ (○), $\varepsilon=-2 \cdot 10^{-3}$ (x-сжатие) и $\varepsilon=2 \cdot 10^{-3}$ отн.ед. (Δ -растяжение).

3.3. Спектральная характеристика. Известно [3, 6], что величина фотонапряжения зависит от длины волны падающего света. При изменении длины волны возбуждающего света может меняться не только величина, но и полярность фотонапряжения. Ранее было установлено, что спектральный максимум фотонапряжения образцов, полученных напылением теллурида кадмия с избытком Cd, находился в более коротковолновой области спектра. Влияние механических напряжений на спектральные характеристики фотовольтаических пленок из теллурида кадмия и цинка и селенида кадмия не были изучены.

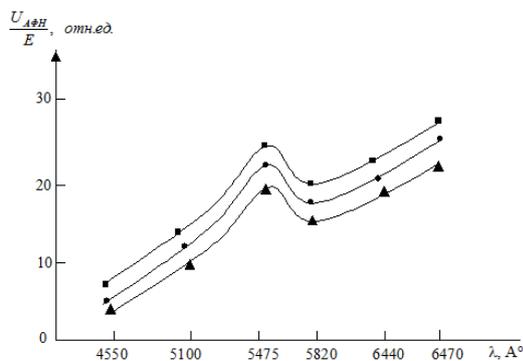


Рис.4. Влияние механической деформации на спектральную характеристику *CdTe*. $\varepsilon=0$; $\varepsilon=2,0 \cdot 10^{-3}$ отн.ед. (растяжение) и $\varepsilon=-2,0 \cdot 10^{-3}$ отн.ед. (сжатие) для линий с точками ●, □ и □, соответственно.

Снимались спектральные характеристики АФН для пленок *CdTe*, *ZnTe* и *CdSe* при наличии механической деформации. Типичные кривые $V_{\text{АФН}}(\lambda)$ для этих пленок имеют одинаковый вид, что показана на рис.4 для *CdTe*. Из рисунка видно, что полярность фотонапряжения не меняется при изменении длины волны света как с деформацией, так и без деформации. Максимум фотонапряжения для образцов *CdTe* расположен примерно в интервале (510+580) нм. В результате влияния механических напряжений, качественная форма кривой спектрального распределения фотонапряжения для фотовольтаических элементов *CdTe*, *ZnTe* и *CdSe* существенно не меняется, только смещается вниз при сжатии и вверх при растяжении. Не наблюдалось инверсия знака фотоэдс при деформации ни на одном фотовольтаическом элементе. Спектральные характеристики $V_{\text{АФН}}$ при деформации для пленочных элементов, полученных из теллуридов кадмия и цинка и селенида кадмия, а также из смеси отдельных компонентов, имеют качественно одинаковый вид. На них наблюдается несколько экстремальных точек, характерных и для единичных гетеропереходов из этих же материалов. Основная точка максимума их, также как и у некоторых пленочных аморфных ге-

тероструктур, сдвинута в область коротких длин волн видимой части спектра. По-видимому, отсюда можно заключить, что микрофотоэлементы, из которых состоят АФН-пленки, представляют собой микрогетеропереходы. Результаты исследования показывают, что чувствительность пленочных фотовольтаических элементов к механическим воздействиям зависит от длины волны падающего излучения и имеет максимум вблизи края собственного поглощения материала пленки.

3.4. Температурные зависимости фотонапряжения и фототока при деформации. При изучении АФН эффекта немаловажной характеристикой является зависимости фототока и фотонапряжения от температуры. В деформированном и недеформированном пленочном элементе снимались зависимости фотонапряжения и фототока от температуры. На рис.5,а приведена температурная зависимость фотонапряжения при наличии и отсутствии деформации. Из рисунка видно, что с уменьшением температуры генерируемое фотонапряжение для пленок *CdTe* резко возрастает (а), а для *CdSe* (б) - сначала растет плавно, насыщается, затем уменьшается. Пленочные фотовольтаические элементы становятся более чувствительным к механическим напряжениям. При деформации вид характеристики качественно почти не меняется, а лишь только смещается по ординате вверх при растяжении, а при сжатии - вниз.

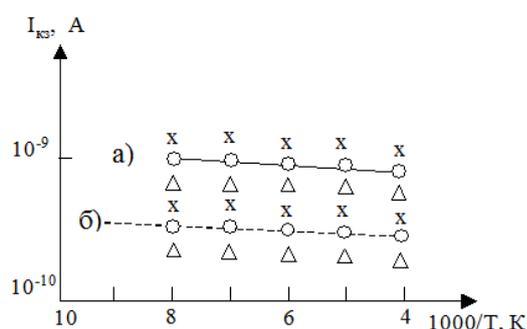


Рис.6. Температурные зависимости фототока короткого замыкания а) – теллурида кадмия, б) – арсенида галлия.

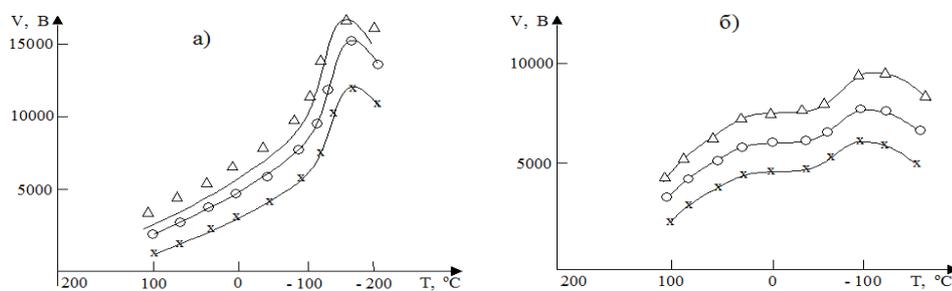


Рис.5. Температурные зависимости фотонапряжения высоковольтных пленочных элементов из *CdTe* (а) и *CdSe* (б) при механической деформации: $\epsilon=0$ (о), $2,0 \cdot 10^{-3}$ отн.ед. (Δ -растяжение), и $-2,0 \cdot 10^{-3}$ отн.ед. (х-сжатие).

На рис.6 приведена зависимость фототока короткого замыкания $I_{кз}$ от температуры при наличии и отсутствии деформации. Из полученных характеристик видно, что с уменьшением температуры АФН пленки генерируемый фототок почти не меняется в интервале температур 120÷320К. Это означает, что механизм токопрохождения в исследуемых пленках носит туннельный характер [6]. Под действием механической деформации характер зависимости фототока от температуры не изменяется. При сжатии пленки фототок растет, а при растяжении - уменьшается. По-видимому, это также связано с изменением параметров микропотенциальных барьеров при деформации.

4.Закключение. На основе результатов исследования можно сделать вывод, что ответственным за высоковольтный фотовольтаический эффект в тонкопленочных элементах, полученных из теллуридов кадмия и цинка и селенида кадмия, могут быть цепочки микрофотоэлементов, потенциальные барьеры которых имеют вид гетеропереходов типа Te_p-CdTe_n , Te_p-CdTe_p , Se_p-CdSe_n , Te_p-ZnTe_p , Te_p-ZnTe_n . Тонкопленочные элементы из *CdTe*, *ZnTe*, *CdSe* с АФВ свойством обладают хорошими (линейными) ВАХ, ЛАХ температурными и деформационными характеристиками. Из них *CdTe*, действительно, является наиболее перспективным материалом для изготовления фотоприемников, чувствительных к ближней инфракрасной области спектра излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Адирович Э.И., Мастов Э.М., Мирзамахмудов Т. и др. В кн. «Фотоэлектрические явления в полупроводниках и оптоэлектроника». Изд-во «Фан», Ташкент, 1972, сс. 143-229.[2]Агарев В.Н., Степанова Н.А. // ФТП, 2000. №4(34). -С. 452- 459.[3] Юлдашев Н.Х., Вайткус Ю.Ю., Отажонов С.М. // Узб. Физ. журнал. 2004. -№3(6). -С.177-187. [4] Гулый Е.Г., Жадько И.П., Романов В.А. // ФТП,1982, т.16,в.2, сс. 331-336.[5] Аронов Д.А., Юабов Ю.М. // ФТП, 1984, т.18, В.7, сс. 1318-1321. [6] Атакулов Б.А., Абдуллаев Э.А., Эргашев Ж., Каримов М.А., Юлдашев Н. Х. В сб. Мате риалы III Всесоюзного Семинара-совещания «Перспективы развития и практическое применение методов тензометрии при исследовании прочности конструкций», Фергана 1983, сс. 209-240.

THE ALUMINUM ALLOY'S MICROSTRUCTURE CHANGES ARE CAUSED BY FATIGUE LOADS

J.K. ZIYOVADDINOV¹, G. GULYAMOV²

1. Physical Technical Institute of Uzbek Academy of Sciences, Bodomzor Yuli 2-b

Tel: + (99871) 235-40-32,

Tashkent, 100084, Republic of Uzbekistan

E-mail: jahongirziyo@mail.ru

2. Namangan Engineering-Pedagogical Institute,

160103 Namangan, Uzbekistan

E-mail: gulyamov1949@mail.ru

We are modeling the features of microstructure of potential relief of an Aluminum Alloy Sample (AAS) and studying its transformation under imposed fatigue deformation. Although fatigue in an AAS is characterized by permanent changes of its mechanical impedance, we illustrate the main ideas by using only the «time series» allied with effective internal friction Q_{eff}^{-1} of an AAS.

There is not a common law permits one in advance to determine both what kind of microstructures and how many of microstructures will be simultaneously belong to aluminum alloy (AA) after the N number of cycles are loaded. AAS like B-95 or 7075 are heterogeneous materials for which the more energy can be absorbed by selected microregions of a tested sample. So microcrack in the space of AAS and alarm state of AAS arise. Each microregions will to contribute (the Q_k^{-1} belong to k -th microregion) to the effective internal friction – Q_{eff}^{-1} in accordance with fit statistic g_k . We find a number of microregions – L and series g_k & Q_k^{-1} from the experimental data like as the internal friction Q_{eff}^{-1} versus deformation ε . Series g_k & Q_k^{-1} ($k = 1, 2, 3, \dots, L$) present the microstructures of AASs. So the monitoring of AASs alarm states were made.

Keywords: internal friction, fatigue, cracking process, alarm state, microstructure changes.

1. Introduction

The microstructure of an AAS is reflected on the microstructure of its potential relief that is originated by both a residual deformation and an imposed fatigue deformation. In local regions of polycrystalline alloy, that undergoes fatigue loads, a wide spectrum of strongly excited states arises [1]. These states can not be described by traditional methods of a perturbation theory. With the help of mechanics methods of damage one can study only the growth of macroscopic cracks using empirical formula dependencies describing the growth of a crack.

The various impurities in Aluminum implemented the various resistances to fatigue of an Aluminum Alloy Samples. There is not a common low permits one in advance to determine both what kind of microstructures and how many of microstructures will be simultaneously belong to AAS after a number cycles of loads.

The main objective of this paper is to present the experimental method for estimating the effective output parameters of AASs and their change under imposed fatigue deformation. The output data of AASs depend on the microstructures they are possessed of. For example, effective internal friction – Q_{eff}^{-1} of the AAS is formed as a sum of microstructures' internal friction – Q_k^{-1} with fit statistics – g_k :

$$Q_{eff}^{-1} = \sum_{k=1}^L g_k \cdot Q_k^{-1}; \quad \sum_{k=1}^L g_k = 1; \quad (k = 1, 2, 3, \dots, L) \quad (1)$$

Damages accumulated at the initial stage of fatigue process change local parameters of the AAS [1,5]. The microstructures are irreversibly changed if sufficiently high deformation is imposed on AASs. As the number of cycle's increases AAS's microstructures eventually begin to make change. As a result the alarm state of an AAS arises. Monitoring of the AASs' alarm states has to be developed. New experimental technique to find of g_k and Q_k^{-1} was developed. For simplicity sake assume that series g_k & Q_k^{-1} present the microstructures of polycrystalline Aluminum Alloys [5]. The analyses of both the new materials' microstructures as well as existing materials' microstructures by novel methods were made.

After imposing a limited number of cycles of fatigue deformation that change the AAS's microstructures, the test cycle of deformation with selected value of amplitude are imposed on the AASs.

2. Internal friction

Generally on a fatigue curve (SN) the numbers of cycles N are within 10^7 to 10^9 . The study of microcracks, related with selected points on surface of a test sample, is essential circumstance for understanding the nature of fatigue. Another essential circumstance is the study of sample's internal friction $Q_{eff}^{-1}(\varepsilon)$. The internal friction relates to a number of structure-dependent phenomena which permits to judge about fine details of the real structure of a condensed hard matter. The Aluminum Alloys are structurally heterogeneous. So there are overstrained microregions with high speed evolution of damage processes. Those microregions are transformed under the load and verged towards to unstable state.

3. Experimental installation

The two-component oscillator (sample and piezoceramics), having an Eigen-frequency of about $18kHz$, was used by Mason [3] for study the amplitude dependent decrement on the vibration Strain amplitude. High level of computer engineering was used by Mills D. and Bratina W.J. [2], Kardashov B.K. et al. [4] for studying the effect of the oscillation amplitude and temperature on the amplitude-dependent internal friction $Q_{eff}^{-1}(\varepsilon)$. We also are using the two-component oscillator (ZrTiPb-19 piezoceramics) having an Eigen-frequency of about $20kHz$, for studying the effect of the oscillation amplitude and cracking processes on the amplitude dependent internal friction $Q_{eff}^{-1}(\varepsilon)$.

Fig. 1 shows ZrTiPb-19 piezoceramics and the Aluminum Alloy Sample with a rigidly installed fatigue element (FE).

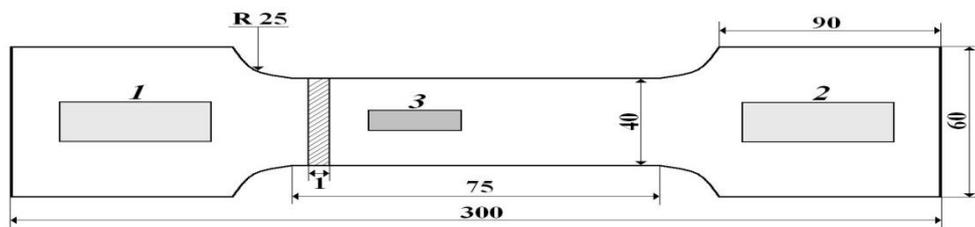


Fig.1. Shape and geometrical dimensions of the Aluminum Alloy Sample.

1. ZrTiPb-19 – oscillator; 2. ZrTiPb-19 – receiver; 3. FE-fatigue element of the fatigue sensor.

The FE is small weight (no more than 3g) and has film geometry. They are produced by thermal vacuum evaporation of the charge onto the polyamide substrate. The charge consists of a finely dispersed mixture of various initial components, e.g., a mixture of granular $Bi_{2-x}Te_{3+x}$ and $Sb_{2-y}Te_{3+y}$ with carbonyl iron [1].

An ample number of grains do not take part in fatigue process of both an AAS and a FE. In parallel with growth of the number of strong deformed grains in AAS as well as in FE, there are also the ample number of grains possessing their original state. The simple model of selected FE describes these situations are given in [1,5].

The «time series» are composed of experimental data of the types:

$$(R_1)_{eff}, (R_2)_{eff}, \dots, (R_{n-1})_{eff}, (R_n)_{eff}, (R_{n+1})_{eff}, \dots, (R_q)_{eff} \quad (2)$$

$$(Q_1^{-1})_{eff}, (Q_2^{-1})_{eff}, \dots, (Q_{n-1}^{-1})_{eff}, (Q_n^{-1})_{eff}, (Q_{n+1}^{-1})_{eff}, \dots, (Q_q^{-1})_{eff} \quad (3)$$

Here $(R_j)_{eff}$, $j=1,2,3,\dots,q$ is an effective electrical resistance of fatigue element.

After imposing a limit number of cycles of fatigue deformation, that changes both the AAS's microstructure and the FE's microstructure, the test cycles of deformation with selected value of amplitudes are imposed on the sample. The $Q_{eff}^{-1}(\varepsilon)$ (Q_{eff}^{-1} – internal friction of AAS and ε – value of imposed deformation) curve, that was automatically recorded within test cycles of deformation, permits one to bring out the forthcoming structures of AAS and its features, that will take place at the near future cycles of imposed deformation. Reiteration of these processes gives one the chance to do the monitoring of fatigue features of different Aluminum Alloys Samples as well as of FEs (See [5]).

4. Results and discussions

To gain a greater insight into why the $Q_{eff}^{-1}(\varepsilon)$ dependencies have the form as in Fig.2,

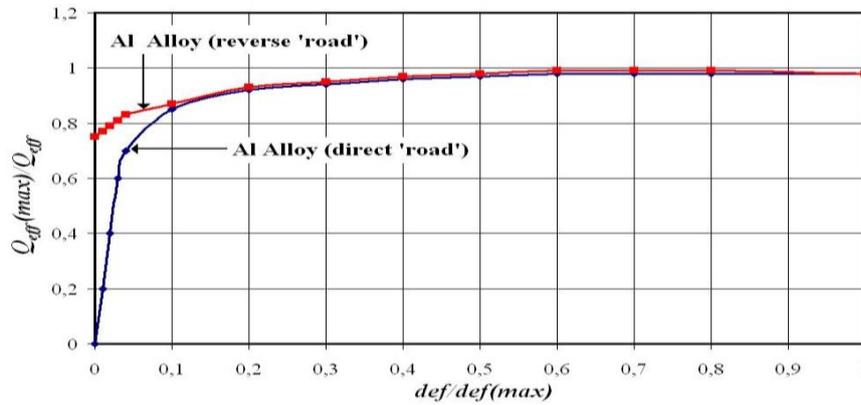


Fig.2. Relative internal friction of Aluminum Alloy Sample (B-95) versus the relative imposed deformation.

assume that for every overstrained microregions the next formulae

$$Q_k(\varepsilon) = \begin{cases} G(m) \cdot \varepsilon & \text{if } \varepsilon \leq \varepsilon_k \\ G(m) \cdot \varepsilon_k & \text{if } \varepsilon \geq \varepsilon_k \end{cases} \quad (4)$$

takes place; ε_k varies in value. A scale factor - $G(m)$ is the same for each microregion of the selected AAS and depends on the degree of asymmetry – m of the imposed cyclic deformation.

Each microregion will be able to contribute to the Q_{eff}^{-1} accordance with statistic g_k [5]:

$$Q_{eff}^{-1}(\varepsilon) = \sum_{k=1}^L g_k \cdot Q_k^{-1}(\varepsilon); \quad \sum_{k=1}^L g_k = 1; \quad (k=1,2,3,\dots,L) \quad (5)$$

$Q_k^{-1}(\varepsilon, m, N)$ – is internal friction of a k -th microregion depends on the value ε and degree of asymmetry m of the imposed cyclic deformation. N is a number of cycles and L is a number of microregions. For the sake of convenience, assume that

$$Q_{max}^{-1} = M_g(m) \quad \text{and} \quad Z_k = G(m) \cdot \varepsilon_k / M_g(m); \quad (k=1,2,3,\dots,L) \quad (6)$$

Z_k and g_k can be found from experimental data as Fig.2, and formulae (5-6). Proceed as follows:

$$\begin{aligned} Q_{eff}^{-1}(\varepsilon) &= G \cdot \varepsilon \cdot \sum_{k=1}^L g_k = G \cdot \varepsilon; & \text{if } 0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_1 \\ Q_{eff}^{-1}(\varepsilon) &= G \cdot \varepsilon_1 \cdot g_1 + G \cdot \varepsilon \cdot \{1 - g_1\}; & \text{if } \varepsilon_1 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_2 \\ Q_{eff}^{-1}(\varepsilon) &= G \cdot \varepsilon_1 \cdot g_1 + G \cdot \varepsilon_2 \cdot g_2 + G \cdot \varepsilon \cdot \{1 - g_1 - g_2\} & \text{if } \varepsilon_2 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_3 \\ Q_{eff}^{-1}(\varepsilon) &= G \cdot \sum_{k=1}^L \varepsilon_k \cdot g_k & \text{if } \varepsilon_L \leq \varepsilon \end{aligned} \quad (7)$$

Notice that $\varepsilon_1 < \varepsilon_2 < \dots < \varepsilon_L$ and ε vary in each of interval of $[\varepsilon_k, \varepsilon_{k+1}]$. Let us take a derivative of $Q_{eff}^{-1}(\varepsilon)$ with respect to ε in each of (7) equalities. Then each subsequent equality can be subtracted from the preceding one. As a result one finds all quantities of g_k , ε_k , as well as $G(m)$ and $M_g(m)$. Information entropy H :

$$H = -\sum_{k=1}^L g_k \cdot \ln(g_k) \quad (8)$$

is a measure of the amount of disorder (different states) in AAS states. This model also admits control of the structural mutations in FE after N cycles of imposed regular deformation [5].

As a result, one can in advance to bring out the forthcoming structures of FE & AAS and its features that will take place at the near future cycles of imposed deformation.

In Fig.3 is presented the internal friction Q_{eff}^{-1} of Aluminum Alloy Sample (D16 – T) versus of the N cycles of the imposed deformation.

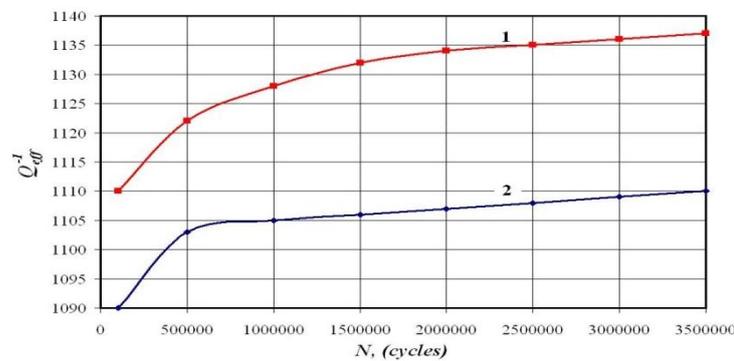


Fig.3. Internal friction Q_{eff}^{-1} of AAS (D16–T) versus N cycles of the imposed deformation corresponding both $32 \times 10^5 N/m^2$ (1) and $26 \times 10^5 N/m^2$ (2) loads. The asymmetry coefficient is unity ($m = 1$).

Fig. 4,5 one can see the above model also admits control of the structural mutations in AAS and FE after a N cycles of imposed regular deformation [5].

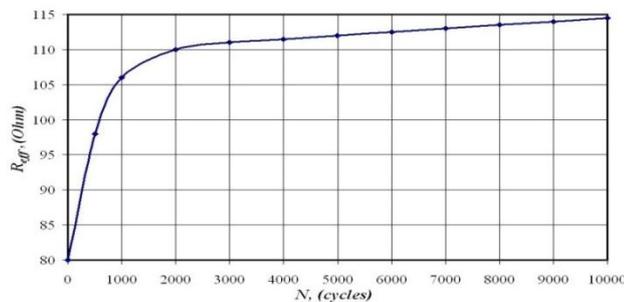


Fig.4. R_{eff} of FE versus N – number of simple mode cycles.

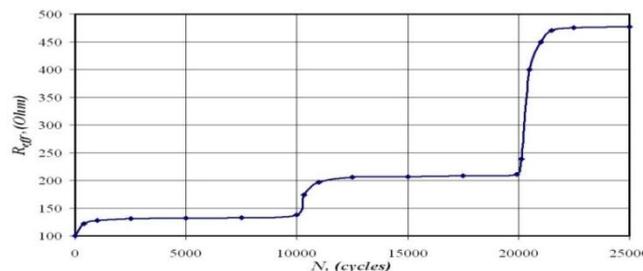


Fig.5. R_{eff} of FE versus N – number of complicated mode cycles.

CONCLUSION

the various impurities in aluminum implement the various resistance to fatigue of an aluminum alloys' samples. the same situation one have for a heterogeneous materials, that are using to form the sensitive elements (ses) for

fatigue gages [1,5]. the ses rigidly installed on the aluminum alloys' samples and the same spectrum of deformation imposed on both of them.

After imposed a limit number of cycles of fatigue deformation that change both the AA samples' structure and SE's structure, the single test cycle of deformation with selected value of amplitude is imposed on the sample. The $R_{eff}(\varepsilon)$ (R_{eff} – effective electrical resistance of SE and ε – value of imposed deformation) curve that was automatically recorded within this test cycle of deformations, permits one to bring out the forthcoming structures of SE and its features that will take place at the near future cycles of imposed deformation. Reiteration of these processes also for $Q_{eff}^{-1}(\varepsilon)$ curves give one the chance to do the monitoring of fatigue features of polycrystalline alloys' sample.

REFERENCES

[1] S. Shamirzaev, Modeling a fatigue imperfection of structural materials, International Journal of Fatigue, 24/7 (2002) 777-782.[2]W.J.Bratina, In physical acoustics, Edited by W.P. MASON, Volume III, Part A, The effect of imperfections, Paper № 6, 1966, Academic Press, New York and London.[3] W.P. Mason, Journal Acoust. Soc. Amer., 28 (1956) 1197 - 1219.[4] B.K. Kardashev, S.P. Nikanorov, and O.A. Voinova, Phys. Stat. Sol. (a) 12 (1972) 375-378.[5] S. Shamirzaev, The theory of output parameters of a pressing powder mixture with random packaging density, Solid State Sciences, 6 (2004) 1125-1129.

ВЛИЯНИЕ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ НА СВОЙСТВА КОНТАКТА МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК

К.А.Исмаилов, М.Б.Тагаев, С.Е.Бекбергенов,
М.Б.Шарибаев, Б.К.Исмаилов, С.Г.Кайпназаров

Каракалпакский госуниверситет им.Бердаха
e-mail:ismaiлов_k@list.ru

В технологии полупроводниковых приборов термообработка является одной из самых важнейших операции в процессе создания прибора. Термообработка осуществляется несколькими способами.

Традиционный способ-нагрев в печи, импульсный лазерный отжиг, сканирующий лазерный отжиг, быстрый термический отжиг некогерентным излучением, отжиг электронным пучком. Все выше приведенные способы обработки имеют свои недостатки. Методом с наименьшими недостатками, является предлагаемый авторами работы [1]отжиг в электромагнитном поле сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения. Преимуществом этого метода по сравнению с другими является то, что с его помощью можно проводить импульсный однородный отжиг, а также СВЧ излучение может быть использовано для избирательного нагрева металлических покрытий приборных структур и может использоваться для термообработки после имплантации. В этой работе проведен отжиг кремния легированного ионами фосфора с энергией 50 кэВ дозой 10^{15} см^{-2} . Образец отжигался в течение 1с в электромагнитном поле СВЧ излучения частотой 2,5 ГГц, удельной мощностью 0,2 кВт/см². Температура образца не превышала 1180 К. Концентрационные профили из разных участков образца были одинаковыми, что дает информацию об однородности отжига по поверхности. Точно такой же образец был отожжен в атмосфере азота в течение 30 мин. при температуре 1180 К. Оказалось, что по сравнению с термоотжигом, СВЧ обработка не приводит к существенному изменению исходного профиля внедренной примеси.

Авторами работы [2]экспериментально исследовано влияние наносекундных и микросекундных СВЧ-импульсов на параметры примесных скоплений в кристаллах Si и Ge. Основная часть экспериментов была проведена на бездислокационном кремнии, легированном фосфором (Si:P) и бором (Si:B).

В эксперименте для исследования примесных скопления был использован метод малоуглового рассеяния света ИК-диапазона, который подробно описан в работе [3].В качестве источника СВЧ-импульсов наносекундной длительности служил релятивистский гиротрон на базе ускорителя «Терек-2», работающий в режиме одиночных импульсов, на длине волны $7,5 \pm 0,5 \text{ мм}$. Длительность генерируемого импульса 15 нс. Полная излучаемая мощность 5-10МВт. СВЧ-импульсы микросекундной длительности генерировались магнетронным генератором 8-миллиметрового диапазона на

базе установки по изучению СВЧ разряда высокого давления, работающей в импульсно-периодическом режиме. Длительность импульса 1-6 мкс, частота повторения импульсов 25 Гц, максимальная мощность в импульсе 60 кВт. Во время облучения образца СВЧ импульсами наносекундной длительности, т.е. при работе ускорителя «Терек-2», излучается и сопутствующее рентгеновское излучение с интенсивностью ~ 7 мР за импульс в месте расположения образца. В результате контрольных измерений, проведенных только под воздействием рентгеновского излучения, было обнаружено, что никаких изменений зафиксировать в свойствах образцов не удалось.

При облучении с помощью магнетронного генератора рентгеновское излучение отсутствует.

В исходной пластине рассеяние света наблюдается на дефектах с размерами $\sim 7-8$ мкм (при $2^\circ < \theta < 5^\circ$) и дефектах с $\sim 4-5$ мкм (при $5^\circ < \theta$). Эти дефекты являются скоплениями примесей цилиндрической формы размер которых от 1-2 до 30 мкм, ориентированными по кристаллографическим направлениям.

В диаграммах малоуглового рассеяния света исследуемых образцов доминирует рассеяние света на сравнительно небольших дефектах. Это может быть связано как с тем, что концентрация небольших дефектов превышает концентрацию «крупных» дефектов, так и с большей «оптической» плотностью «малых» частиц. После импульсного СВЧ облучения пластинок кремния легированного фосфором наблюдается рост интенсивности рассеяния света. По мере увеличения числа импульсов, причем при равной энергии СВЧ импульсов (равном произведении мощности импульсов на длительность импульсов) более эффективны импульсы с большей длительностью. Так, облучение 10-ю импульсами с энергией 10^{-3} Дж/см² на магнетронном генераторе приводит к заметным изменениям в диаграммах, в то время как такое же количество импульсов с такой же энергией на «Терек 2» практически не влияет на диаграмму. Полугодовая выдержка образцов при комнатной температуре, привела к восстановлению их прежних свойств. В процессе СВЧ облучения происходит изменение зарядового состояния метастабильных центров, что приводит к их перестройке

В работе [4] проведены исследования по влиянию СВЧ полей на время жизни носителей тока и на параметры примесных скоплений в кремнии. Источником СВЧ излучения служил гиротрон, работающий в режиме одиночных импульсов. Длительность импульсов 15 нс. Образец облучался импульсным СВЧ излучением миллиметрового диапазона длин волн ($\lambda=8$ мм) последовательно 25, 30, 40 импульсами. Плотность потока энергии в месте расположения образца составляла $7 \cdot 10^5$ Вт/см², напряженность электрического поля $\sim 2,5 \cdot 10^4$ В/см, магнитного $\sim 8 \cdot 10^3$ А/м. Экспериментальные измерения проводились с помощью малоуглового рассеяния света.

Диаграмма малоуглового рассеяния света исходного кристалла характеризовалась слабым рассеянием света на примесных скоплениях, размерами ~ 8 мкм и $\sim \leq 2$ мкм. Время жизни носителей тока τ составляло $(8,3 \pm 0,07)$ мкс. После облучения образца 25 ю импульсами, не наблюдалось существенных изменений времени жизни носителей и примесных скоплений. Лишь при $\theta < 3^\circ$ углах появляется рассеяние, обусловленное крупными дефектами. Дополнительное облучение 35-ю импульсами привело к росту рассеяния примесными скоплениями размером ~ 16 мкм (при $\theta < 6^\circ$). Время жизни носителей увеличилось до $(8,5 \pm 0,07)$ мкс. Добавление еще 40 импульсов привело к росту величины времени жизни носителей и интенсивности рассеяния света примесными скоплениями, размерами $\sim (9-10)$ мкм, и $\sim \leq 2$ мкм. Анализ результатов измерений, показал, что облучение СВЧ импульсами наносекундной длительности влияет на величину времени жизни носителей и на параметры примесных скоплений. Эти изменения сохраняются в течение месяца.

В работе [5] рассматриваются разработка возможного механизма эффекта, обнаруженного в работе [3] и изучение воздействия СВЧ-импульсов на пластины бездислокационного n-Si: легированного фосфором, с удельным сопротивлением $\rho \approx 4,5$ Ом*см, диаметром 100 мм, а также пластины кремния р-типа с проведенным через маску локальным легированием донорной примесью и планарные интегральные микросхемы. При исследовании использовались методы: для пластин кремния-инфракрасная сканирующая микроскопия [6] и метод малоуглового рассеяния света [4], для микросхем -- растровая электронная микроскопия.

На фотографиях образца Si:P, снятых до облучения наблюдался полосовой контраст, обусловленный примесной неоднородностью («стратами»). Страты включают в себя повышенную концентрацию свирловых микродефектов структуры, точечных собственных и примесных дефектов. После импульсного СВЧ облучения было обнаружено резкое снижение контраста на «стра-тах». Наблюдается появление новых дефектов, не связанных с «полосчатой» неоднородностью и рассеяние дефектами крупных размеров (≥ 10 мкм). Рассеяние на примесных скоплениях обуслов-

ливается наличием повышенной концентрации носителей заряда. Рассеяние света на примесных скоплениях зависит от общего числа примесных центров, величины их энергии, степени компенсации. После стандартного облучения СВЧ-импульсами наблюдается рост интенсивности рассеяния света, изменяются размеры и формы регистрируемых примесных скоплений. Возможно, под воздействием СВЧ-импульсов, на примесных скоплениях перестраиваются глубокие метастабильные центры в мелкие, что приводит к увеличению концентрации носителей тока в некоторых скоплениях и соответственно к росту интенсивности рассеяния света.

Влияние СВЧ облучения на микросхемы зависит от их функционального предназначения, технологии изготовления и конструктивного выполнения. СВЧ импульсы могут приводить к деградации микросхем, к сбоям функционирования или к катастрофическому отказу. Для деградации некоторых полупроводниковых микросхем оказалось достаточным импульсное воздействие энергией 10 мкДж при длительности в доли мкс.

Когда р-п переход смещается в область лавинного пробоя, в его окрестностях может выделяться большая тепловая энергия. Переходные процессы происходящие под воздействием электромагнитных импульсов имеют небольшую длительность по сравнению с постоянной времени распространения тепла полупроводникового материала, вследствие чего может возникнуть градиент температур в локальных областях. Этот градиент температур может быть достаточным для локального проплавления материала.

В работе [7] теоретически рассматривалась диффузия легирующих примесей в приграничных слоях приборной структуры металл-полупроводник типа A^3B^5 , подвергнутой СВЧ излучению. В этой работе говорится о том, что можно увеличить коэффициент диффузии, увеличивая число электронов высокой ($\epsilon > kT$) энергии с помощью СВЧ излучения. СВЧ излучение может сопровождаться разогревом кристаллической решетки. Во избежание этого желательно пользоваться импульсным СВЧ излучением, а не непрерывным.

Экспериментальные работы по влиянию СВЧ излучения на арсенидгаллиевые приборные структуры практически неизвестны.

В последнее время появились работы доказывающие, что воздействие СВЧ излучения при оптимальных режимах обработки приводит к структурно-примесному упорядочению в приповерхностном слое полупроводника, приводящему к улучшению параметров полупроводниковых приборов [8,9].

В нашей работе было исследовано влияние СВЧ излучения на вольтамперные характеристики арсенидгаллиевых поверхностно - барьерных структур Pt- $n-n^+$ GaAs. До и после СВЧ облучения измерялись статические вольтамперные характеристики (ВАХ) диодных структур, а также определялись параметры диодов Шоттки: высота барьера ϕ_B , фактор идеальности n , ток насыщения I_0 и их зависимость от времени обработки.

На рис.1 а,б представлены типичные вольтамперные характеристики диодных структур Pt- $n-n^+$ GaAs до и после облучения. Из рис. 1 а видно что ВАХ последовательно с ростом времени СВЧ излучения улучшаются. При этом уменьшается ток насыщения на прямой ветви ВАХ, увеличивается высота барьера Шоттки и на обратной ветви ВАХ уменьшается величина обратного тока (рис.1 б).

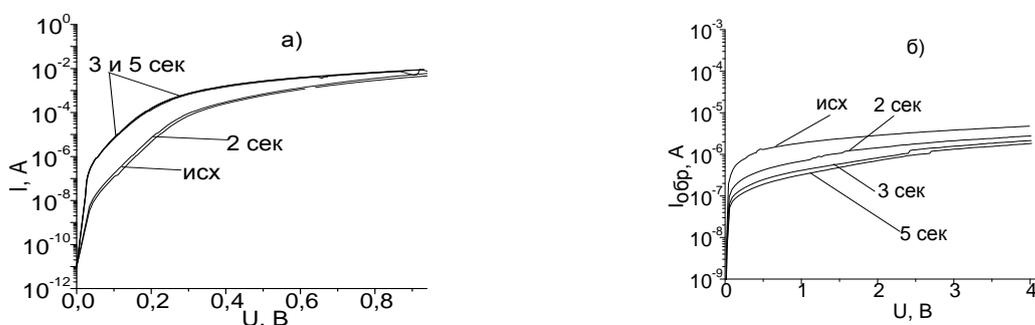


Рис. 1. Прямая (а) и обратная (б) вольт-амперные характеристики приборных структур Pt-GaAs

Улучшение электрических характеристик полупроводниковых структур на начальных этапах обработки, как это видно из обратной ветви ВАХ, мы связываем со структурно-примесным упорядочением в приконтактной области GaAs.

Таким образом, приведенные исследования позволили определить интервал времени СВЧ излучения при которых наблюдается улучшения параметров полупроводниковых приборов. Анализируя влияние СВЧ излучения можно прийти к выводу, что на начальных этапах времени обработки улучшаются параметры приборных структур с барьером Шоттки.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Двуреченский А.В., Качурин Г.А., Нидаев Е.В., Смирнов Л.С. Импульсный отжиг полупроводниковых материалов. - Москва."Наука". 1982. [2] Джаманбаалин К.К., Дмитриев А.Г. Эволюция барьерного контакта GaAs-Ni в омический при воздействии лазерного излучения. //ФТП. -1990. том 24. вып.11. с.2024-2028. [3] Пихтин А.Н., Попов В.А., Яськов Д.А. Омические контакты к полупроводникам, полученные с помощью лазера. //ФТП. -1969. том 3. вып.11. с.1646-1648. [4] Джаманбаалин К.К., Дмитриев А.Г., Сокол-Номоконов Э.Н. Омические контакты к полупроводникам $A^{III}B^V$ полученные с помощью квантового генератора. //Физика и химия обработки материалов. -1990. -№2. с.13-23. [5] Бер Б.Я., Дайнова И.Р., Коробов В.А., Кулагина М.М., Прощепа Г.В., Пятаев В.З., Островский А.Ю., Этинбург М.М. Лазерное формирование омических контактов к арсенида галлия n-типа. //Письма в ЖТФ. -1991. -том 17. -№20. -с.74-79. [6] Готра З.Ю., Бобицкий Я.В., Осередько С.А. и др. Омические контакты к полупроводникам на основе лазерной технологии. //Зарубежная электронная техника. -1984. вып.11. с.60-93. [7] Воронков В.П., Вяткин А.П., Иванов Б.В., Кулешов С.М., Рухадзе З.А. Вольт-амперные характеристики контактов Pd-GaAs, подвергнутых лазерному отжигу.// ФТП.-1989. том 23.вып. 3. с.562-564.[8] Беляев А.А., Беляев А.Е., Ермолович И.В. Комиренко С.М., Конакова Р.В., Ляпин В.Г., Миленин В.В., Соловьев Е.А., Шевелев М.В. Влияние сверх-высокочастотной обработки на электрофизические характеристики технически важных полупроводников и поверхностно-барьерных структур. -ЖТФ.- 1998. т. 68. №12. с. 49-53. [9] Ермолович И.Б., Миленин В.В., Конакова Р.В., Чайка Г.Е.. Влияние внешних радиационных и механических возбудений на образование дефектов в неметаллических кристаллах. -Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение.-1998. вып 1(67), 2(68).с. 37-39.

ВЛИЯНИЕ МИКРОВОЛНОВОЙ ОБРАБОТКИ НА ПАРАМЕТРЫ ДИОДОВ С БАРЬЕРОМ ШОТКИ НА ОСНОВЕ SiC

А.Б.Камалов, С.У.Аширбекова, С.К. Абдижалиев

Нукусский Государственный педагогический институт им. Ажинияза,
г. Нукус, Узбекистан.

E-mail: akamalov@mail.ru

В настоящее время технология формирования барьерных контактов к SiC хорошо известна и поставлена на промышленную основу, что позволяет наряду с промышленным выпуском приборов с барьером Шоттки проводить физико-технологические исследования, гарантией успеха которых является стандартизованная технология обработки поверхности SiC (например, фотонная очистка) и методы напыления слоев металлизации (например, магнетронное распыление металлов и сплавов), обеспечивающие воспроизводимость результатов [1]. Вместе с тем управление свойствами межфазных границ, особенно переходного слоя на границе раздела металл- SiC по прежнему проблематично, поскольку как уже указывалось выше, ряд металлов могут формировать различные силицидные фазы уже в процессе напыления металла. Поэтому поиск материалов для барьерных контактов не взаимодействующих с SiC в широком диапазоне температур, значительно превышающим рабочие температуры, остается актуальным, как и возможность стабилизации параметров границы раздела ненагревными (атермическими) обработками, одной из которых является микроволновая. Однако, достоверные экспериментальные данные о влиянии микроволнового излучения на свойства барьерных контактов к SiC практически отсутствуют.

В настоящей работе рассматривается влияние микроволновой обработки на электрические характеристики диодных структур TiB_x -n-SiC бН.

Объектом исследования являлись поверхностно-барьерные структуры (ПБС) с барьером Шоттки на основе монокристаллов карбида кремния n-типа политип бН, выращенных в промышленных условиях на Подольском металлургическом комбинате (Российская Федерация) и в СКТБ

Института физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины. Барьеры Шоттки сформированы магнетронным распылением TiB_x на монокристаллах SiC 6H.

На диодных структурах TiB_x -n-SiC 6H, до и после СВЧ обработки на частоте $f=2,45$ ГГц при плотности мощности $P=1,5$ Вт/см² измерялись прямые и обратные ветви вольтамперных характеристик (ВАХ) и вольтфарадные характеристики (ВФХ).

На рис. 1 а, б приведены прямые и обратные ветви ВАХ исходной диодной структуры и после микроволновой обработки в течение 10 секунд.

Прямые ветви ВАХ (рис.1,а) исходных и облученных образцов описывались известной зависимостью тока I от приложенного напряжения V

$$I = I_s \cdot \exp\left(\frac{e \cdot V}{n \cdot k \cdot T} - 1\right),$$

где $I_s = A \cdot T^2 \cdot S \cdot \exp\left(-\frac{e \cdot \phi_B}{k \cdot T}\right)$ -ток насыщения, e -заряд электрона, k -постоянная Больцмана,

n , - фактор идеальности, T -температура, A -постоянная Ричардсона, S -площадь, ϕ_B - высота барьера Шоттки.

Рассчитанные из этой зависимости величины фактора идеальности, высоты барьера Шоттки и величины обратного тока $I_{обр}$ при $U_{обр} = 3$ В до и после СВЧ обработки в течение 10 с представлены в табл. 1.

Из табл. 1 видно, что после СВЧ обработки в течение 10 с параметры барьера Шоттки улучшаются, высота барьера увеличивается от 0,68 В в исходных структурах до 0,72 В в облученных, а фактор идеальности уменьшается от величины 1,41 до 1,20. Дальнейшее облучение приводит к понижению высоты барьера.

В настоящее время нет единой модели, объясняющей наблюдаемые эффекты изменения параметров полупроводниковых структур, в том числе их улучшения. Однако наиболее возможной гипотезой, обсуждаемой в литературе, является перестройка структуры метастабильных центров в результате изменения зарядового состояния и нестационарных полей упругих напряжений. Эти механизмы предусматривают длинновременную релаксацию, которая наблюдалась на массивном GaAs, эпитаксиальных n-n⁺-GaAs структурах и металлизированных Au-Ti-n-n⁺-GaAs структурах [2]. Однако в нашем случае длинновременной релаксации параметров диодных структур не наблюдалось.

А также влияние СВЧ обработки на обратную ветвь ВАХ диода Шоттки TiB_x -n-SiC 6H показано на рис.1,б. Анализ обратных токов в диодных структурах TiB_x -n-SiC 6H до и СВЧ обработки в течение 10 с показал, что практически на всех облученных диодных структурах обратный ток уменьшается примерно, на порядок во всем диапазоне измеряемых напряжений, что обусловлено уменьшением концентрации центров генерации-рекомбинации.

При этом, как видно из рис. 2, концентрация легирующей примеси в n-области SiC не изменилась, поэтому наблюдаемые изменения ВАХ обусловлены не объемными параметрами SiC, а как было показано в [3] гомогенизацией переходного слоя и структурно-примесным упорядочением границы раздела TiB_x -n-SiC 6H.

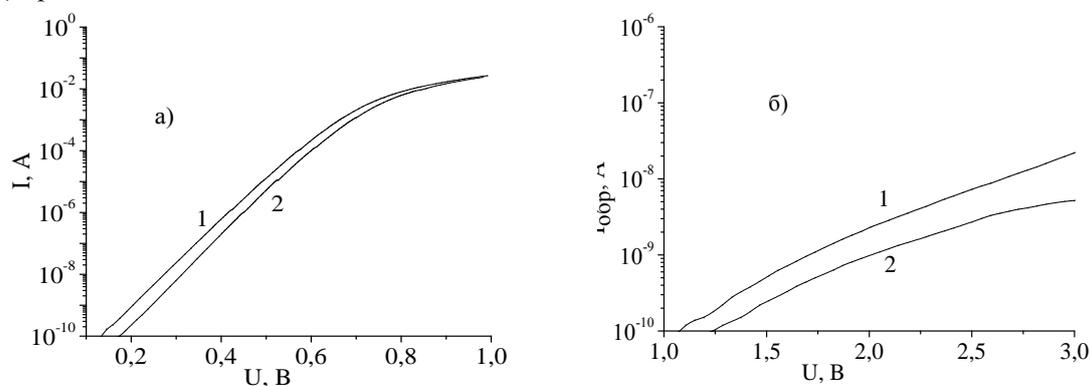


Рис. 1. Прямые (а) и обратные ветви ВАХ (б) диода Шоттки TiB_x -n-SiC 6H до (1) и после микроволновой обработки в течение 10 секунд, частота $f=2,45$ ГГц (2).

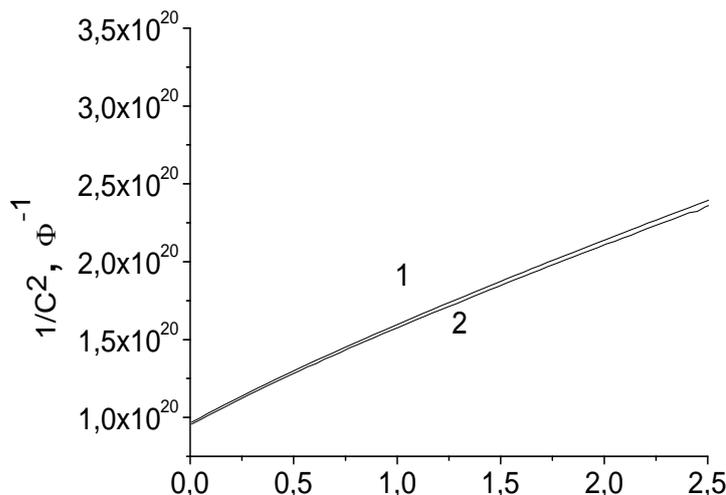


Рис. 2. ВФХ диода Шоттки $TiV_x-n-SiC$ бН до (1) и после микроволновой обработки в течение 10 секунд, частота $f=2,45$ ГГц (2).

Табл. 1. Параметры диода Шоттки $TiV_x-n-SiC$ бН до и после микроволновой обработки в течение 10 секунд (частота $f=2,45$ ГГц, $P \approx 1,5$ Вт/см²)

Параметры	Режим обработки	
	исх	Микроволновая обработка
$\phi_B, В$	0,68	0,72
n	1,41	1,20
$I_{обр}, А, при U_{обр} = 3 В$	$2,4 \times 10^{-8}$	$3,3 \times 10^{-9}$

Подобные результаты, СВЧ обработки в течение 10 с отмечались нами в [4], при исследовании арсенидгаллиевых ПТШ и диодных структур $Au-Ti-n-n^+-GaAs$.

Таким образом, микроволновая обработка карбидкремниевых диодов с барьером Шоттки, может приводить к улучшению электрофизических параметров, когда время облучения диодных структур близко к оптимальному. В нашем случае это 10с. Подобные изменения стабильны в течение длительного времени. После года хранения облученных до 10с образцов при комнатной температуре их параметры (ϕ_b , I_0 и n) оставались практически неизменными. Последнее обстоятельство позволяет надеяться на их использование в технологических целях.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Абдурахимов Д.Е., Вахидов Ф.Ш., Верещагин В.Л., Калинушкин В.П., Плоппа М.Г., Райзер М.Д. Изменение свойств полупроводниковых материалов в результате воздействия СВЧ импульсов наносекундной и микросекундной длительности. // Микроэлектроника, 1991, том 20, вып.1, с.21-25. [2] Belyaev A.E., Venger E.F., Ermolovich I.B., Konakova R.V., Lytvyn P.M., Milenin V.V., Prokopenko I.V., Svechnikov G.S., Soloviev E.A., Fedorenko L.L. Effect of microwave and laser radiations on the parameters of semiconductor structures. - Київ: Інтас, 2002, -191 с. [3] Болтовец Н.С., Иванов В.Н., Камалов А.Б., Конакова Р.В., Капитанчук Л.М., Кудрик Я.Я., Миленин В.В., Насыров М.У. Влияние микроволновой обработки на межфазные взаимодействия в контактах $TiV_x-n-GaP$. -XVI Международное совещание «Радиационная физика твердого тела» Севастополь, 2007 г. 9-14 июля, с. 471-474. [4] Болтовец Н.С., Камалов А.Б., Колядина Е.Ю., Конакова Р.В., Литвин П.М., Литвин О.С., Матвеева Л.А., Миленин В.В., Ренгевич А.Е. Релаксация внутренних механических напряжений в арсенидгаллиевых приборных структурах, стимулированная микроволновой обработкой // Письмо в ЖТФ. 2002. -Т.28, №4. -С.57-64.

SHTOBER METODI YORDAMIDA MONODISPERS SiO_2 SFERIK NANOZARRALARINI OLISH TEXNOLOGIYASI

T. Shermatov, T. Turdaliev, I. Abdusaidov, Sh. Iskandarov

O'zFA U.A. Arifov nomidagi Ion plazma va lazer texnologiyalari 100125 Toshkent shahri, Mirzo Ulug'bek tumani, Do'rmon yo'li 33,

E-mail: shermatov.turabek@mail.ru

Annotatsiya

SiO_2 sferik nanozarrachalari hozirgi kunda elektronika, meditsina va boshqa sohalarda keng ko'lamda qo'llanilib kelmoqda. Ushbu ilmiy izlanishlar davomida SiO_2 sferik nanozarrachalar hosil qilish texnologiyasi o'rganildi. Opalasifat strukturalarni hosil qilishda doimiy sharsimon formaga ega bo'lgan diametr taqsimoti bo'yicha kam farq qiladigan (<5%) struktura kerak bo'ladi. Eng keng tarqalgan struktura birliklariga sferik nanozarrachalar polimerlardan va SiO_2 dan hosil qilinadi. O'rganish davomida SiO_2 sferik nanozarrachalarning hosil bo'lish jarayoniga va nanozarrachalarning o'lchamlariga reagentlarning konsentratsiyasi, reaksiyon muhitga reagentlarning qo'shilish ketma-ketligi va reaksiyon muhitning temperaturasiga bog'liqligi o'rganildi.

Kalit so'zlar: Tetraetoksisilan (TEOS), kolloid, nanozarracha, Shtober metodi, gidroliz, geterogen sintez

Hozirgi kunda SiO_2 sferik nanozarralar farmasevtik kimyo sanoatida farmasevtik vositalarni tayyorlashda katalizator vazifasida foydalaniladi. Bundan tashqari, SiO_2 sferik nanozarralar ma'lum materiallarga qoplanganda sirtini tashqi ta'sirlardan himoyalovchi ajoyib xususiyatli qoplam hosil qilish uchun ishlatiladi. SiO_2 sferik nanozarralardan hosil qilingan bunday qatlam material molekulalariga bog'lanib material sirtiga chang va suvning o'tirmasligini ta'minlaydi. O'z-o'zini tozalovchi nanoqatlam yordamida yarmo'tkazgich, shisha materiallarni sirtini himoya qilish mumkin.

SiO_2 ning monodispers kolloid nanozarrachalarini hosil qilishda hozirda Shtober metodidan keng qo'llaniladi. Bu usul kremniy alkoksitlarini suv-spirтли muhitda ammoniy gidroksit katalizator ishtirokida gidroliz qilish prinsipiga asoslanadi. SiO_2 ni sferik zarrachalarini ammoniy ishtirokida tetraetoksisilan (TEOS) gidrolizi yordamida hosil qilish usulini birinchi bo'lib Kolbe ko'rsatib bergan [2].

1968 yilda Shtober o'zining hammualliflari bilan ushbu usulni takomillashtirib nanozarrachalarni bir necha o'n nanometrdan mikrometrli o'lchamlargacha yetkazgan. Sistemaning konsentratsiya va temperatura parametrlarini o'zgartirish yordamida nanozarrachalarini o'lchamlarini boshqarish mumkin.

Shtober metodi bosqichma-bosqich nanozarrachalarni o'stirish usuli bilan ularni o'lchamini boshqarish imkoniyatini beradi [1]. Bunda oldingi bosqichda olingan zarracha keyingi bosqich uchun asos sifatida xizmat qiladi. Nanozarrachalarning birinchi bosqichdagi monodispersligi keyingi bosqichda olinadigan nanozarrachalarning o'lchamlarini bir xilligini taminlaydi.

Shtober metodining asosiy kamchiligi shundan iboratki, o'lcham bo'yicha monodispers bo'lgan, 200 nm dan kichik zarrachalarning monodispersligini ta'minlay olmasligidadir [3]. 15-20 nm dan kam bo'lgan zarrachalarni hosil qilish esa polidisperslikning ko'pligi bilan namoyon bo'ladi (20 % dan ko'p) [4]. Shtober usulida monodispersligi 4-5 % bo'lgan 300 nm dan kichik zarrachalarni hosil qilish bir bosqichli usulda ham bosqichma-bosqich usulda ham juda qiyin masala.

T. Yokoiningquyidagi [5]ishida monodispersligi yuqori bo'lgan 12-23 nm li SiO_2 sferik nanozarrachalarini tartibga keltirilgan holatini olish usuli keltirilgan. Bu holat ularning yuqori monodispersligidan dalolat beradi. Shtober usulida o'lchami 100-120 nm bo'lgan tekis taqsimlangan tartibli strukturalarni hosil qilish imkoniyati hozirgacha amalga oshmagan.

T. Yokoi [5] va K.D. Hartlen [6] larning ishlarida TEOS gidrolizi aminokislotalar yordamida amalga oshirilgan. Bu holat diametri 50 nm bo'lgan nanozarrachalarni yuqori monodispers holatda hosil qilish imkonini beradi (diametr o'lchami bo'yicha 3-5 % chetga chiqishi mumkin).

Metodning kamchiligi shundan iboratki, sintezning vaqt bo'yicha uzoq davom etishi (5-7 sutka) va olingan nanozarrachalarning silliq sirtga ega emasligidir. Lekin ushbu nanozarrachalarni Shtober metodida dastlabki bosqichlarda asos sifatida ishlatish yo'li bilan oxirgi muommoni ya'ni sferik sirtning silliq emasligini hal qilish mumkin. Bu holatlardan 200-300 nm nanozarrachalarni hosil qilishda yuqorida keltirilgan usullarni bir biriga qo'shish bilan yuqori monodispers strukturalarni hosil qilish mumkin (diametr o'lchami bo'yicha 3 % gacha farq qilishi mumkin). Jarayonni amalga oshirish uchun aminokislotalar ishtirokida gidroliz usuli bilan monodispers asoslar hosil qilib olinadi bunda, sferik sirtning silliq emaligi juda muhim emas va keyinchalik Shtoberning bosqichma-bosqich usuli asosida nanozarrachalar kerakli

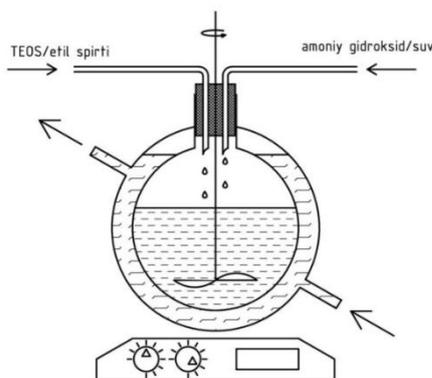
o'rchamgacha yetkazish mumkin. Bosqichlarning har birida TEOS ning yangi porsiyasini qo'shish paytida hosil bo'lgan birlamchi nanozarrachalarning konsentratsiyasini nazorat qilish kerak. Nanoarrachalar konsentratsiyasini kritik darajada oshib ketishi ularning o'rcham bo'yicha bimodal taqsimotiga olib keladi. TEOS ning yangi porsiyasini qo'shish uchun oldingi bosqichdagi nanozarrachalarni o'sish holati tugallangan bo'lishi kerak. Nanoarrachalarni o'sish sikli tugallanganligi sistemaning konsentratsion va temperaturaviy parametrlariga bog'liq.

Ishdan maqsad SiO_2 nanozarrachalarini hosil qilishda dastlab aminokislotalar gidrolizdan foydalanish, olingan asoslarni Shtober metodi yordamida kerakli o'rchamgacha yetkazish yo'li bilan sferik silliq strukturlarni hosil qilish jarayonini o'rganish.

Tajribani amalga oshirish metodikasi

I. Aminokislotalar ishtirokida geterogen sintez

Tajriba uchun rektifikatsion kalonnada qayta tozalangan 98% li TEOS, siklageksan 99.9%, L-arginin 99% va deonlashtirilgan suv ($\sim 18 \text{ MOM/cm}$) reaktivlar olindi. Sintez konussimon kolbalarda olib borildi. Deonlashtirilgan suvga L-arginin (1,5-7,5 mM) qo'shib magnit meshalkada yaxshilab aralashtirildi. Temperatura suvli termostatda 30-60°C ga yetkazildi. L-arginin to'liq eritib yuborilgandan keyin siklogeksan va TEOS 0-1,6 nisbatda qo'shildi. Sintez doimiy haroratda yopiq kolbada meshalkani laminar, turbulent va emulsion rejimlarda doimiy aralashtirib turish asosida amalga oshiriladi. Sintez davomida suspensiyaning suvdagi massa ulushining konsentratsiyasi aniqlab turish muhim.



Rasm 1. Tajriba qurilmasining sxema ko'rinishi

II. SiO_2 nanozarralarni Shtober metodida sintez qilish

Tajribalar etil spirti va suvli eritmalarda olib boriladi. Tajriba qurilmasi rasm 1 da ko'rsatilgan. Bunda suvning miqdori 16 va 25 M, ammiak miqdori 1-5 M, TEOS 0,14 M. TEOS ning gidroliz jarayoni temperatura o'zgarishi 15-45°C ni tashkil qilishi kerak. Birinchi bosqichda etil spirtini berilgan konsentratsiyada suv bilan eritmasi tayyorlab olindi, keyinchalik olingan eritma ammiak bilan to'yintirildi. Reaksiyon muhitni gomogenizatsiyasi magnit meshalkalar yordamida amalga oshirildi. Reaksiyon muhit temperaturasi kerakli miqdorga yetgandan keyin muhitga TEOS beriladi va ma'lum bir vaqt aralashtiriladi va suspensiyadan probalar olib turildi. Olingan probalar qizdirilgan metall plastinkaga qo'yiladi. Natijada eritmani birdaniga bug'lanib ketishi natijasida nanozarrachalarning o'sishi birdaniga to'xtaydi. Nanoarrachalar diametri elektron mikroskop yordamida aniqlanadi va tahlil qilinadi.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI

- [1] W. Stober, A. Fink, E.J. Bohn. J. Colloid Interface Sci. 26, 62 (1968). [2] G. Kolbe. Das komplexchemische Verhalten der Kieselsaure. Dissertation, Friedrich-Schiller Universitat, Jena (1956). [3] G.H. Bogush, M.A. Tracy, C.F. Zukoski. J. Non-Cryst. Solids 104, 95 (1988). [4] H. Giesche. J. Eur. Ceram. Soc. 14, 205 (1994). [5] T. Yokoi, Y. Sakamoto, O. Terasaki, Y. Kubota, T. Okubo, T. Tatsumi. J. Am. Chem. Soc. 128, 13 664 (2006). [6] K.D. Hartlen, A.P.T. Athanasopoulos, V. Kitaev. Langmuir 24, 1714 (2008)

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МИНЕРАЛОВ - $\text{Fe}(\text{Nb}_2\text{O}_6)$, $\text{Fe}[\text{WO}_4]$ И TlFeO_3 ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

О.К.Кувандиков, Х.О.Шакаров, З.М.Шодиев, О.А.Сулайманов, С.Камбаров

Самаркандский государственный университет,
Университетский бул. 15, г. Самарканд, Узбекистан
E-mail: quvandikov@rambler.ru

Природу магнетизма горных пород и характеристику факторов, определяющих закономерности распределения магнитных свойств различных горных пород, необходимо дополнить эмпирическими данными для наиболее распространенных минералов горных пород и руд, содержащие металлы группы железа, которые вызывают магнитные аномалии [1].

Магнитные состояния горных пород и руд представляют отдельный интерес для физики магнитных явлений, так как, в связи со сложной кристаллической структурой, магнитные структуры этих минералов необходимы для понимания их ключевых особенностей. В современной литературе имеется мало экспериментальных данных о магнитных свойствах и электронной структуре минералов горных пород при высоких температурах. Парамагнитное состояние этих соединений к сегодняшнему дню почти не изучено.

Целью настоящей работы является определение основных магнитных характеристик железосодержащих минералов ферроколумбита ($\text{Fe}(\text{Nb}_2\text{O}_6)$), ильменита (FeTiO_3) и вольфрамита ($\text{Fe}[\text{WO}_4]$), входящих в состав горных пород, методом измерения температурной зависимости их магнитной восприимчивости [$\chi(T)$] в интервале высоких температур 20-900⁰С.

Магнитная восприимчивость измерялась методом Фарадея с помощью высокотемпературных маятниковых весов [2] с относительной ошибкой 3%.

Результаты измерений в виде зависимости $\chi^{-1}(T)$ представлены на рис.1., из которого видно, что эти зависимости имеют линейный характер в определенных интервалах температур: для ферроколумбита 20-560 и 590-850⁰С; для вольфрамита 20-580 и 660-850⁰С; для ильменита 20-550 и 600-850⁰С. Кроме этого, наклон зависимости $\chi^{-1}(T)$ ($d\chi^{-1}/dT$) всех минералов резко увеличивается при определенных температурах: ферроколумбита при 560⁰С, вольфрамита при 580⁰С, а ильменита при 550⁰С.

Линейный характер зависимости $\chi^{-1}(T)$ изученных минералов в вышеуказанных интервалах температур свидетельствует о том, что эти зависимости подчиняются известному закону Кюри-Вейсса.

Изменение наклона зависимости $\chi^{-1}(T)$ изученных объектов при вышеуказанных температурах происходит в результате структурного (полиморфного) перехода в подрешетке железа этих минералов [3].

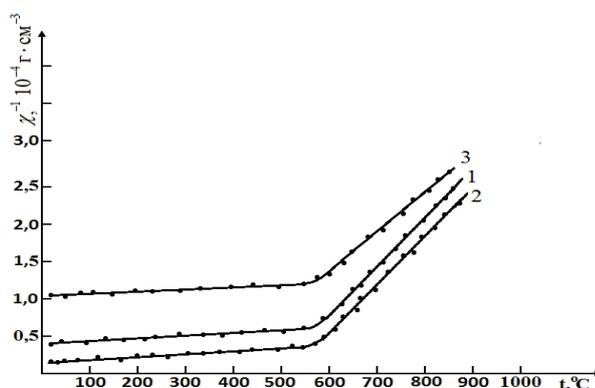


Рис.1. Зависимости $\chi^{-1}(T)$ изученных образцов ферроколумбита (1), ильменита (2) и вольфрамита (3). Для вольфрамита истинное значение магнитной восприимчивости следует определить вычитанием 0.6 от показаний, указания, указанного на графике.

Применением метода наименьших квадратов из экспериментальной зависимости $\chi^{-1}(T)$ изученных минералов рассчитывали их основные парамагнитные характеристики: постоянные Кюри-Вейсса- C , парамагнитная температура Кюри- θ_p и магнитный момент, приходящийся на химическую формулу минерала- $\mu_{фор}$. Результаты расчетов приведены в таблице.

Минералы	Интервал температуры t, С	θ_p, K	$C, 10^4 \text{ см}^3 \cdot \text{г}^{-1} \cdot K$	$\mu_{фор}, \mu_B$
Ферроколумбит-Fe(Nb ₂ O ₆)	20-560	-807	4059	33,12
	590-850	758	145,75	6,27
Вольфрамит-Fe[WO ₄]	20-580	-787	3019	27,09
	660-850	795	160,6	6,25
Ильменит-FeTiO ₃	20-550	-177	3040	19,22
	600-850	788	153,17	4,31

Анализ таблицы показывает, что при структурном переходе минералов значения θ_p увеличивается, а значения C и $\mu_{фор}$ уменьшается [4]. Из таблица видно, что значения θ_p всехизученных минералов меньше, по сравнению с значением для чистого железа ($\theta_p = 1043K$).

Выводы:

1. Впервые при высоких температурах измерена зависимость $\chi^{-1}(T)$ минералов - FeNb₂O₆, Fe[WO₄]и FeTiO₃. Установлено, что эти зависимости подчиняются закону Кюри-Вейсса.
2. По экспериментальным зависимостям $\chi^{-1}(T)$ изученных минералов определены их основные парамагнитные характеристики.

ЛИТЕРАТУРА:

[1] Г.П. Кудрявцева Ферромагнетизм природных оксидов. –М.: Недра, 1988. [2] О.К. Кувандиков, Х.О. Шакаров, К.М. Иргашев // В сб.: Оптико-акустические, электрические, магнитные исследования конденсированных сред.–Самарканд. 1982.–с. 122-130. [3] Кувандиков О.К., Шакаров Х.О., Шодиев З.М., Хасанов Х.Б. Изучение парамагнитных свойств горных пород содержащих минералы при высоких температурах. Научно-технический и производственный журнал «Горный вестник Узбекистана», 4,№67, октябрь-декабрь, 2016. с.84-87. [4] С. Крупичка Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Т.1., Издательство «Мир», Москва, 1976.

ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ И СТРУКТУРНЫХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК CdTe ЛЕГИРОВАННЫХ Sb.

К.М. Кучкаров, Т.М. Разыков, Б.А. Эргашев, Р.Т. Йулдошов.

Физико-технический институт НПО «Физика- Солнце» АН РУз.
Ташкент, 100084, Узбекистан,
E-mail: kudrat@uzsci.net

Были получены пленки CdTe различного состава легированных Sb во время процесса роста методом химическимолекулярно пучкового осаждения (ХМПО). Исследованы их морфологические и структурные свойства. Изучение снимков сканирующего электронного микроскопа и анализ дифракции рентгеновских лучей показали, что пленки CdTe(Sb) имеют хорошо ориентированную поликристаллическую структуру с преимущественной ориентацией (111), размер зерен пленок составляет 4-6 мкм, структура (зерен) пленок более плотная.

Ключевые слова: CdTe, ХМПО, СЭМ, пленки, полупроводник.

Теллурид кадмия является наиболее подходящим материалом для изготовления тонкопленочных солнечных элементов благодаря его двум основным физическим свойствам. Во-первых, имеет оптимальную ширину запрещенной зоны, охватывающую весь спектр видимой области солнечного света. Вторым основным физическим свойством является высокий коэффициент поглощения, поэтому падающее солнечное излучение поглощается на глубину в несколько микрон.

В последнее время эффективности тонкопленочных солнечных элементов на основе CdTe значительно увеличились. Лидирующей компанией в этой области является FirstSolar, получившая самое высокое значение эффективности солнечных элементов в лабораторных условиях - 22,1%, а в модулях - 16,1% [1], но теоритическое значение эффективности этих солнечных элементов может достигать до 30%. Ток короткого замыкания $I_{кз} \sim 30$ (mA/cm²) и фактор заполнения FF (%) ~80 достигли своего практического значения [2]. Дальнейшее улучшение эффективности солнечных элементов можно достичь посредством увеличения напряжения холостого хода $V_{xx} \sim 903$ (mV), которое незначительно изменялось в пределах 50 мВ за последние 20 лет [3]. Напряжение холостого хода солнечных элементов зависит от концентрации носителей заряда поглощающего слоя CdTe.

В данной работе были изучены морфологические, и структурные свойства пленок теллурида кадмия легированных Sb полученных методом химически молекулярно пучкового осаждения (ХМПО) при контроле соотношения металлических и халькогенидных компонентов в паровой фазе в процессе роста.

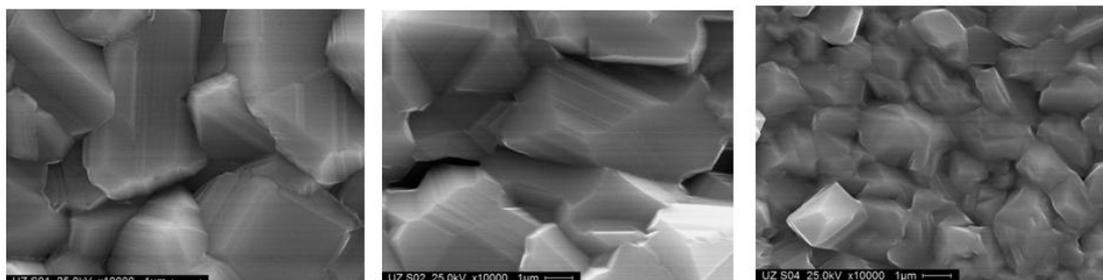
Плѐнки CdTe были получены методом ХМПО при атмосферном давлении в потоке водорода. В качестве исходного вещества были использованы элементы Cd, Te и Sb (чистотой 99,999%). Состав пленок теллурида кадмия регулировался изменением интенсивности молекулярных пучков (ИМП) металла и халькогенида в паровой фазе [4]. Пленки были осаждены как на стеклянные (боросиликатное стекло) так и на металлические (молибденовая фольга чистотой 99,96%) подложки при температуре подложки 600⁰С. Были исследованы образцы, полученные в соотношениях ИМП Cd/Te - 1,01; 1,05; 1,1; 1,5.

Полученные пленки CdTe изучались с помощью сканирующего электронного микроскопа и рентгеноструктурного анализа, которые были выполнены в лаборатории Университете Южный Флорида (США).

На рисунке 1 представлены снимки СЭМ для пленок теллурида кадмия сильно - и слаболегированных Sb, полученные на стеклянных и молибденовых подложках. Сильнолегированные пленки имеют соотношения состава Cd/Te- 1,1 и Cd/Te- 1,5. Соотношения состава слаболегированных пленок равно Cd/Te- 1,01 и Cd/Te- 1,05. Как видно из рисунка микроструктура (формы и размера зерен) у слаболегированных пленках имеет такой же вид как у нелегированных пленках теллурида кадмия, имеющего соотношение состава Cd/Te- 0,94 [5]. В тоже время микроструктура сильнолегированных пленок (соотношение состава Cd/Te - 1,1) имела хорошо ориентированную поликристаллическую структуру, размер зерен составлял 4-6 мкм, но структура пленок более плотная, аналогична структуре нелегированных пленок (с соотношением состава Cd/Te - 0,79 и 0,88.) [5].

На рисунке 2 показаны спектры дифракции рентгеновских лучей для пленок CdTe легированных Sb, полученных на стеклянных и молибденовых подложках. Как видно из рисунка, для всех образцов (сильно- и слаболегированных) наблюдается максимальный пик при $2\theta=23.7^{\circ}$, который соответствует кристаллографической оси (111). Это показывает, что все пленки, полученные на стеклянных и металлических подложках имеют структуру сфалерита и ориентированы по оси (111).

Также наблюдались слабые пики соответствующие кристаллографической ориентации (220), (311) и (422). Интенсивности этих пиков незначительно увеличивались у легированных пленок CdTe. Такие же результаты наблюдались для пленок, полученных на металлических подложках. Также наблюдались дополнительные пики при $2\theta=58^{\circ}$, на рентгенограммах, которые относятся к молибденовой подложке.



а) Cd/Te- 1,1

б) Cd/Te-1,1

а) Cd/Te-1,05

Рис. 1. Снимки структуры пленок CdTe легированных Sb, со сканирующего электронного микроскопа: а) подложка стекло б) подложка Mo (молибден).

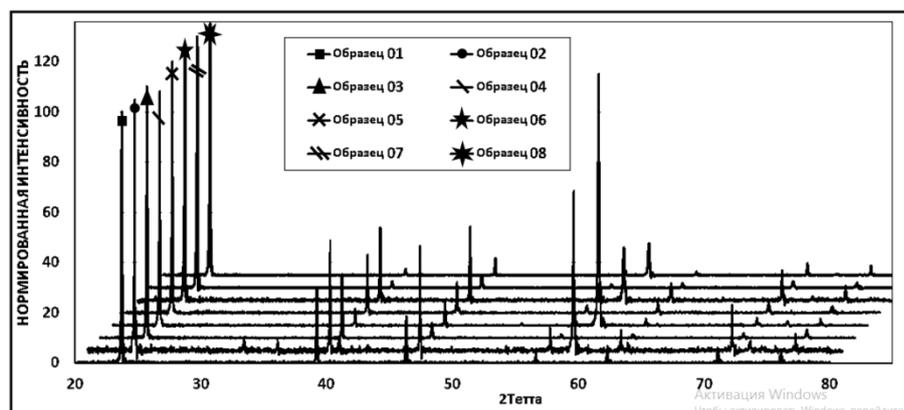


Рис. 2. Рентгеновские спектры для пленок CdTe различного состава легированных Sb полученных на стеклянных (а) и молибденовых подложках (б): а) образец 01- Cd/Te 1,1 сильный легированный Sb; образец 03- Cd/Te 1,5 сильный легированный; образец 05- Cd/Te 1,01, слабый легированный; образец 07: Cd/Te 1,05 слабый легированный; б) образец 02- Cd/Te 1,1 сильный легированный Sb; образец 04- Cd/Te 1,5 сильный легированный; образец 06- Cd/Te 1,01, слабый легированный; образец 08: Cd/Te 1,05 слабый легированный.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] <https://www.greentechmedia.com/articles/read/First-Solar-Hits-Record-22.1-Conversion-Efficiency-For-CdTe-Solar-Cell>[2]M. Gloeckler, I. Sankin, and Z. Zhao. "CdTe solar cells at the threshold to 20% efficiency", IEEE Journal of Photovoltaics 2013, pp.1389-1393.[3]V. Kendre, V. Evani, M. Khan, V. Palekis, S. Vatavu, D. Morel, and C. Ferekides. CdTe films by Elemental Vapor. 39th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, PVSC - 2013; Tampa, FL; United States; 16 June 2013 through 21 June 2013; Code 103284.[4] T.M.Razykov. Chemical molecular beam deposition of II-VI binary and ternary compound films in gas flow// Applied Surface Science, -1991, v.48/49, N1, p.p.89-92 [5] T.M. Razykov, K.M. Kouchkarov, Chris Ferekides, B.A. Ergashev, R.T. Yoldashev. Research of the Morphological and Structural Properties of CdTe Films Obtained by Chemical Molecular Beam Deposition for Thin Film Solar Cells. Applied Solar Energy, 2015, Vol. 51, No. 4, pp. 314–318.

О ТАММОВСКИХ СОСТОЯНИЯХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Б.Л. Оксенгендлер¹, Ш.С. Джуманов², С. Джуманов², З.И. Каримов¹.

¹Институт химии и физики Полимеров АН РУз, Ташкент, Узбекистан

²Национальный Университет Узбекистана имени Мирзо Улугбека, Ташкент, Узбекистан

Таммовские состояния (ТС), введенные в квантовую физику твердого тела в 1932 г. [Тамм, 1932], в настоящее время стали особенно важны в связи с развитием нанотехнологий. Это связано с тем, что именно в нанотехнологии особо важную роль стала играть поверхность. Действительно, к настоящему времени появился ряд работ [Оксенгендлер и Аскараров, 2014; Оксенгендлер и Никифоров, 2017], где была выяснена серьезная модификация Таммовских состояний для плоской и искривленной наноповерхностей. Однако все эти исследования касаются твердого тела исключительно

но в нормальном состоянии, причем было показано, что Таммовские состояния появляются именно в щели электронного спектра твердого тела. Возникает естественный вопрос: поскольку в сверхпроводящем состоянии также имеется электронная щель (однако другого происхождения), то могут ли в ней образоваться Таммовские состояния, когда кристалл ограничен? Обсуждение этой проблемы (как оказалось, никогда не ставившейся) с крупными теоретиками показало, что ответ здесь отнюдь нетривиален.

По видимому, всю проблему имеет смысл разбить на две части:

а) поскольку в сверхпроводящем состоянии имеются и распаренные электроны, то к ним может быть применена все процедура Таммовского анализа, но с учетом другого происхождения щели и

б) особо должна быть рассмотрена ситуация для учета эффекта куперовского спаривания электронов.

В данном кратком сообщении внимание будет уделено только вопросу а).

Итак, будем исходить из подхода Тамма [Тамм, 1932], использовавшего модель Кронига-Пенни, но с границей (рис 1).

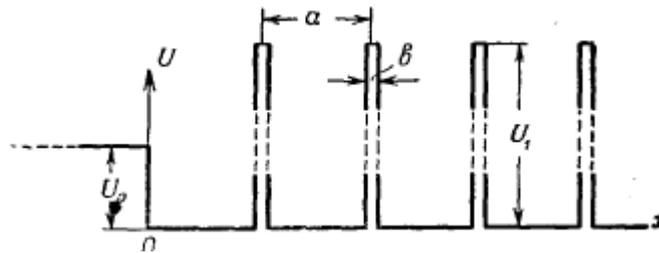


Рис.1 Схема Кронига-Пенни с границей.

Уравнение для энергии (ТС) (по Тамму [Тамм, 1932]) выглядит так

$$\xi ct g \xi = \frac{q^2}{2p^2} - \sqrt{q^2 - \xi^2} \quad (1)$$

где $\xi = a/\hbar \sqrt{2mE}$, $q = a/\hbar \sqrt{2mu_0}$.

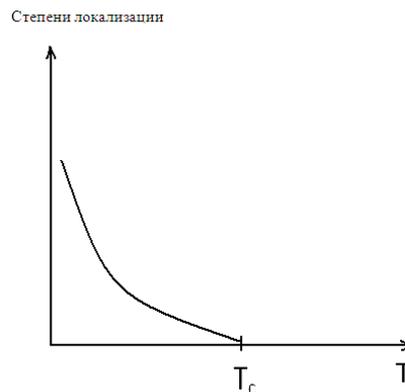


Рис.2. Зависимость степени локализации (ТС) в щели сверхпроводника.

Поскольку нас особо интересует роль именно щели, воспользуемся качественными выводами из модели Кронига-Пенни, которые учитывал и Тамм - для конкретизации задачи. А именно: локальный уровень (ТС) в щели существует при тех корнях (ζ_n) уравнения (1), для которых выполняется условие

$$p > \sqrt{q^2 - \zeta_n^2}$$

Это справедливо, в частности, для $p > q$. Для нас крайне важно, что чем ближе уровень энергии (ТС) лежит к разрешенным зонам, тем медленнее затухает его волновая функция вглубь кристалла. Очевидно, что увеличение температуры T уменьшает величину щели, что приводит к уве-

личению области, где волновая функция затухает медленнее. Детальное рассмотрение позволяет получить выражение для параметра локализации волновой функции (ТС) от температуры, причем при достижении $T \geq T_c$ локализация пропадает вообще, что согласуется с общими ожиданиями [4]-Рис.2.

Авторы выражают благодарность акад. РАН А.Ф. Андрееву за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

[1] И.М. Лифшиц, С.И. Пекар, УФН (1955), Т. 61, вып. 4, стр. 531. [2] Б.Л. Оксенгендлер, Б. Аскарлов, В.Н. Никифоров, ЖТФ (2014), том 84, вып.10, стр. 156. [3] Б.Л. Оксенгендлер, В.Н. Никифоров, С.Е. Максимов ДАН России. (2017), т. 474, вып. 4, стр. 1-4. [4] И.Е. Тамм. Sow. Phys. (1932), V.1, p.733.

ВЛИЯНИЕ ВОДОРОДА НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО ПАЛЛАДИЕМ

Ш.Махкамов, М.Ю.Ташметов, А.Р.Саттиев, М.Н.Эрдонов, Х.М.Холмедов

*Институт ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан,
г.Ташкент, 100214, Узбекистан,
E-mail: sattiev@inp.uz*

Известно, что при изготовлении кремниевых полупроводниковых изделий для стабилизации их электрофизических параметров часто в технологических процессах применяется термическая обработка кристалла в водородной среде. Водород, как показывает практика, являясь активной примесью может проникнуть в объем кристалла и вступить во взаимодействие с дефектными состояниями как в объеме, так и на поверхности. Положение водорода в кристаллической решетке монокристаллического кремния и влияние его на свойства материала практически остается неопределенным по сравнению с металлами. В металлах и сплавах растворенный водород обычно занимает междоузельные положения и вызывает расширение решетки металла-растворителя. Возникающие при этом смещения атомов металла из их равновесных положений приводят к изменению целого ряда физических свойств.

Целью данной работы является изучение влияния водорода на параметры и характеристики кремния, легированного палладием, и выявление роли водорода для целенаправленного управления свойствами легированного кристалла.

Для исследования использовались образцы монокристаллического кремния *n*-типа проводимости, выращенные методом Чохральского, с удельным сопротивлением $2 \div 10$ Ом·см, плотностью дислокаций $\sim 10^4$ см⁻² и содержанием кислорода $\sim 10^{17}$ см⁻³. Кремниевые пластины толщиной $\sim 1,0$ мм подвергались последовательной механической и химической обработке. На очищенную поверхность образцов наносился слой водного раствора хлористого палладия (PdCl₂). Легирование пластин кремния палладием производилось термодиффузионным методом в запаянных кварцевых ампулах в интервале температур $1000 \div 1150$ °С в течение 5 часов. Для учета влияния термической обработки, а также неконтролируемых примесей на параметры кремния параллельно при идентичных условиях проводился отжиг контрольных образцов, не содержащих Pd. Для нормализации параметров легированных и контрольных образцов проводился отжиг при 500⁰С в течение 0,5 часов. Насыщение образцов водородом осуществлялось в вакууме $\sim 10^{-2}$ мм.рт.ст при фиксированной температуре 200⁰С в течение 1 часа.

Для измерения удельного сопротивления (ρ), концентрации (n , p) и подвижности основных и времени жизни неосновных носителей заряда ($\tau_{\text{ннз}}$) на торцевой поверхности образцов создавались омические контакты путем нанесения при температуре $120 \div 150$ °С сплава 90% In + 10% Sn для кремния *n*-типа проводимости. Электрофизические параметры (ρ , n , p) образцов измерялись на стандартной установке Холла. Рекомбинационные параметры ($\tau_{\text{ннз}}$) измерялись методом стационарной фотопроводимости.

Полученные и усредненные результаты по электрофизическим параметрам контрольных и легированных образцов кремния приведены в таблице.

Таблица

I. После диффузии при температурах 1050 и 1150 °С, длительность 5 ч.					
№	Наименование образцов	ρ , $\Omega\cdot\text{см}$	n , см^{-3}	μ , $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	τ , с
1.	КЭФ-4,5 контр.	4,57	$7,86\cdot 10^{14}$	1730	$5,21\cdot 10^{-7}$
2.	КЭФ-4,5 <Pd>	6,63	$5,85\cdot 10^{14}$	1604	$1,37\cdot 10^{-7}$
3.	КЭФ-4,5 контр.	5,16	$7,36\cdot 10^{14}$	1637	$2,23\cdot 10^{-7}$
4.	КЭФ-4,5 <Pd>	23,05	$1,78\cdot 10^{14}$	1514	$3,22\cdot 10^{-7}$
II. После отжига при температуре 500 °С, длительность 30 мин.					
№	Наименование образцов	ρ , $\Omega\cdot\text{см}$	n , см^{-3}	μ , $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	τ , с
1.	КЭФ-4,5 контр.	6,45	$6,08\cdot 10^{14}$	1586	$1,96\cdot 10^{-5}$
2.	КЭФ-4,5 <Pd>	4,8	$8,21\cdot 10^{14}$	1582	$1,33\cdot 10^{-5}$
3.	КЭФ-4,5 контр.	27,47	$1,5\cdot 10^{14}$	1512	$9,73\cdot 10^{-7}$
4.	КЭФ-4,5 <Pd>	5,53	$7,1\cdot 10^{14}$	1582	$8,05\cdot 10^{-6}$
III. После отжига при температуре 200 °С в водородной среде, длительность 60 мин.					
№	Наименование образцов	ρ , $\Omega\cdot\text{см}$	n , см^{-3}	μ , $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	τ , с
1.	КЭФ-4,5 контр.	6,54	$5,96\cdot 10^{14}$	1596	$1,93\cdot 10^{-5}$
2.	КЭФ-4,5 <Pd>	4,78	$7,96\cdot 10^{14}$	1633	$7,24\cdot 10^{-5}$
3.	КЭФ-4,5 контр.	27,9	$1,47\cdot 10^{14}$	1514	$1,36\cdot 10^{-6}$
4.	КЭФ-4,5 <Pd>	5,40	$8,28\cdot 10^{14}$	1610	$\sim 10^{-4}$

Анализ полученных экспериментальных результатов показывает, что легирование кремния палладием приводит к частичной компенсации, что сопровождается повышением исходного удельного сопротивления. Степень компенсации определяется температурной диффузией и при $T_d=1150$ °С значение удельного сопротивления (ρ) возрастает в 5 раз по сравнению с исходными и контрольными образцами. Такое изменение значения ρ указывает на формирование в матрице кристалла преимущественно глубоких центров акцепторного характера.

Измерением спектров DLTS установлено, что сформированные акцепторные глубокие центры имеют электронный уровень $E_v+ 0,34$ эВ и $E_c- 0,18$ эВ. Обнаружен также уровень $E_c- 0,26$ эВ. Полученные энергетические уровни в Si<Pd> хорошо согласуются с литературными данными. Электрически активная концентрация указанных глубоких центров палладия при температурах диффузии изменяется в пределах $8\cdot 10^{13} \div 10^{15}\text{см}^{-3}$. В контрольных образцах при термообработке в интервале температур 1050 ÷ 1150°С существенных изменений значений ρ не обнаружено. Для нормализации параметров легированного и контрольного кремния образцы подвергались отжигу при температуре 500°С в течение 30 мин. При отжиге в указанном режиме значение ρ легированного кремния независимо от температуры диффузии палладия практически восстанавливается в исходное значение. Однако значение ρ контрольных образцов, подвергнутых термообработке при 1150 °С, повышается в несколько раз, что, по-видимому, обусловлено формированием акцепторных термодфектов.

Обработка легированных и контрольных образцов при температуре 200°С в водородной среде к существенным изменениям электрофизических параметров, т.е. значений ρ , n и μ не приводит.

Однако, после термообработки в водородной среде значение времени жизни носителей тока претерпевает существенное изменение, особенно в Si<Pd>, легированном при $T = 1150$ °С. С возрастанием концентрации Pd в кремнии при обработке в водородной среде значение τ повышается на 3 порядка, что возможно связано с формированием дополнительных центров с участием атома водорода в структуре дефектного центра. Этот центр образует электронный уровень в нижней половине запрещенной зоны и проявляет характер уровня прилипания для дырок.

Анализ полученных результатов показывает, что в кремнии, легированном палладием, в основном, образуются акцепторные электронные уровни, что приводит к существенному изменению рекомбинационных параметров исходного кристалла, а термообработка Si<Pd> в водородной среде приводит к взаимодействию водорода с примесными центрами палладия.

Таким образом, изменяя концентрацию электрически активных центров Pd в Si и выбирая режимы термообработки в водородной среде можно управлять значениями τ монокристаллического кремния.

НОВЫЕ АСПЕКТЫ ПОВЕДЕНИЯ ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО-ВКЛЮЧЕННЫХ СТРУКТУРАХ

Т.Раджабов¹, У.Арипова²

Ташкентский университет информационных технологий
E-mail: 1.d.radjapov@mail.ru, 2.aripova.umida@mail.ru

Аннотация. Экспериментально показано, что прямое напряжение и ток фотодиода в фотовольтаическом режиме сильно зависят от ширины запрещенной зоны полупроводникового материала, типа нагрузки и её сопротивления. Схемы последовательно-включенных фотодиодов в фотовольтаическом режиме с нелинейной нагрузкой на биполярном транзисторе выполняют функцию датчика излучения.

Ключевые слова: интегральная оптоэлектроника, фотодиод, датчики оптических сигналов, телекоммуникационные системы передачи информации, гелиотехнические устройства.

Введение

В последнее время были обнаружены ранее неизвестные свойства традиционных полупроводниковых диодных и транзисторных структур. Многие из них стали использоваться по новому назначению. Наличие в них управляющего р-п-перехода открыло возможность их применения в качестве датчиков температуры, тензодатчиков и в других приложениях [1-2].

В ряде работ схемотехнического характера в основном рассматриваются свойства диодной или транзисторной структуры применительно к разрабатываемым схемам. Однако взаимосвязь их свойств с фундаментальными параметрами самого материала, из которого изготовлена структура, практически отсутствует.

В настоящей работе рассматриваются новые аспекты функциональной характеристики биполярного транзистора с фотовольтаическим эффектом в паре с фотодиодом (ФД).

Объекты исследования

Исследуемые объекты представляют собой п-р-п-кремниевые биполярные транзисторы и фотодиоды. ВАХ фотодиодов производилась симуляция электронных схем при помощи моделирующих программ Labview, SignalExpress, MultiSim 10.1, Ultibroand компании NationalInstruments.

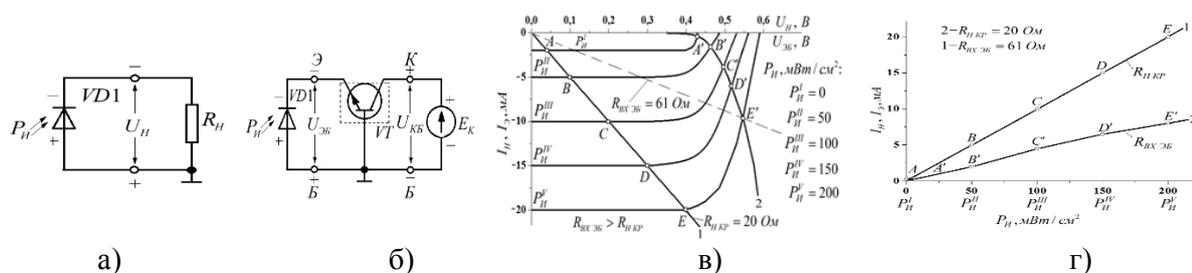
Экспериментальные результаты и их обсуждение

Как известно, ФД в фотовольтаическом режиме (рис.1) работает без подключения внешнего источника питания. При освещении световым излучением P_{II} он автоматически смещается в прямом направлении, т.е. генерируется фото-ЭДС. Величина фото-ЭДС равна напряжению холостого хода и однозначно определяется шириной запрещенной зоны E_d полупроводникового материала ФД.

В режиме короткого замыкания наблюдается линейная зависимость между фототоком в цепи ФД и регистрируемым потоком излучения P_{II} . При включении ФД в фотовольтаическом режиме в цепь с нагрузкой R_H (рис.1), в ней будет протекать фототок. Величина фототока, отдаваемая в нагрузку, сильно зависит от типа нагрузки (её линейности или нелинейности) и величины её сопротивления R_H . Для линейной нагрузки $R_H > R_{H\text{KP}}$ фотодиод работает как датчик излучения P_{II} (рис.1 а, в и г, точки А÷Е на нагрузочной прямой R_H) в режиме генератора тока. При $R_H > R_{H\text{KP}}$ ФД не функционирует как датчик излучения и переходит в режим генератора напряжения.

В случае подключения к ФД нелинейной нагрузки - $R_{BX\text{ЭБ}}$ в виде эмиттерного перехода кремниевого транзистора VT при ФД не функционирует как датчик излучения, а работает в режиме генератора напряжения (рис.1, б, в и г; точки А`-Е` нагрузочной кривой $I_3=f(U_{ЭБ})$ -входная характеристика транзистора VT1).

Как отмечено в работе [3] для реализации режима датчика излучения предложено последовательно с первым ФД VD1 (рис.2) включить второй кремниевый ФД VD2, работающий в фотовольтаическом режиме. В режиме датчика излучения получены следующие значения результирующего напряжения: для нелинейной нагрузки его величина не удваивается в отличие от фотодиодного режима, а увеличивается лишь на 0,04 В или в 0,074 раза, фототок в нагрузке увеличивается на 11 мА или в 1,22 раза и при этом сохраняется режим датчика излучения. Дальнейшее увеличение числа последовательно включенных кремниевых диодов ($N=3, N=4, N=5 \dots N=8$ и т.д.) не влияет на значение результирующего падения напряжения на нагрузке и тока нагрузки.

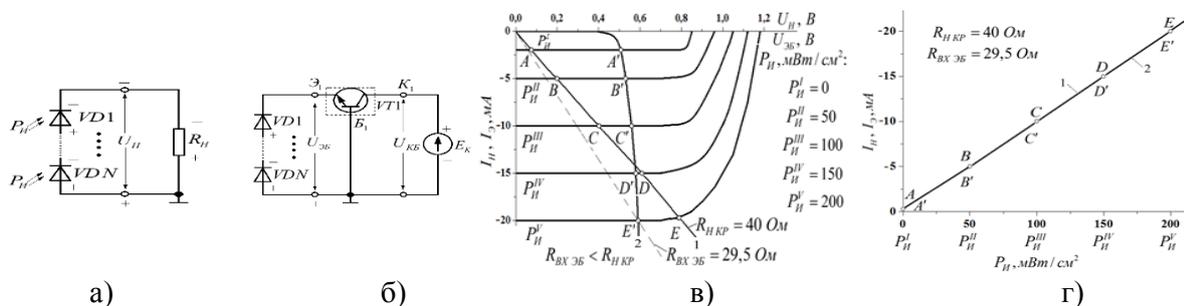


1-линейная нагрузка $R_H=R_{HKP}=20 \text{ Ом}$, 2-нелинейная нагрузка $R_{BAK \text{ ЭБ}}=61 \text{ Ом} > R_{HKP}=20 \text{ Ом}$

Рис.1. Схемы включения линейной (омической) нагрузки R_H (а), и нелинейной нагрузки на БТ (б), а также нагрузочные вольт-амперные характеристики ФД в фотовольтаическом режиме (в), зависимости тока нагрузки от интенсивности излучения P_H (г).

При последовательном соединении обратно смещенных выпрямительных диодов и ФД в фотодиодном режиме обратное напряжение увеличивается пропорционально числу N соединенных диодов, при этом обратный ток или фототок не изменяется.

В фотодиоде в фотовольтаическом режиме с нелинейной нагрузкой прямое напряжение и ток сильно зависят от ширины запрещенной зоны полупроводникового материала, типа нагрузки и его сопротивления.



1-линейная нагрузка $R_H=R_{HKP}=40 \text{ Ом}$, 2-нелинейная нагрузка $R_{BAK \text{ ЭБ}}=29,5 \text{ Ом} > R_{HKP}=40 \text{ Ом}$

Рис.2. Схемы включения линейной (омической) нагрузки R_H (а), нелинейной нагрузки (б), нагрузочные вольт-амперные характеристики фотодиодов VD1 и VD2 (в), зависимости тока нагрузки от интенсивности излучения P_H (г).

Результаты теоретических и экспериментальных исследований закономерностей формирования вольт-амперных характеристик последовательно включенных фотодиодов в фотовольтаическом режиме позволили авторам разработать фотопреобразователи с усилением и создать на их основе датчики оптических сигналов используемых в телекоммуникационных системах передачи информации и в том числе в гелиотехнических устройствах [3].

Заключение

Таким образом, экспериментально показано, что в фотодиоде в фотовольтаическом режиме прямое напряжение и ток сильно зависят от ширины запрещенной зоны полупроводникового материала, типа нагрузки и её сопротивления. Схемы с последовательно включенными фотовольтаическими диодами с нелинейной нагрузкой на биполярном транзисторе с фотовольтаическим эффектом выполняют функцию датчика излучения.

ССЫЛКИ

[1] Патент РУз № IAP 05120 «Многофункциональный датчик на основе полевого транзистора» / Каримов А.В., Ёдгорова Д.М., Абдулхаев О.А., Джураев Д.Р., Тураев А.А. //Бюллетень №11 от 30.11.2015 г.
[2] Бабичев Г.Г., Козловский С.И., Романов В.А. Кремниевые двухстоковые полевые тензотранзисторы // Журнал технической физики. 2000. Т. 70. В. 10. С. 45-49. [3]ПатентРУз № 05287 “Фотопреобразователь с усилением”/ Арипов Х.К., Алимova Н.Б., Арипова У.Х., Анплеев А.Е., Бустанов Х.Х., Насырходжаев Ф.Р. Бюллетень. № 9 от 27.09.2016.

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ДАТЧИК ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОСНОВЕ *p-i-n*-ДИОДА

¹ А.С.Рысбаев,² Б.Хайридинов,² Ш.Эргашев,¹ А.М.Рахимов,¹ И.Р.Бекпулатов,¹ З.А.Рысбаева

¹Ташкентский государственный технический университет им. А.Р. Беруни

²Каршинский государственный университет

Особая чувствительность свойств полупроводниковых материалов к наличию незначительных примесей, температуре, давлению, воздействию электромагнитного излучения и т.д. широко используется при создании различных типов датчиков [1]. Термочувствительные элементы на основе кремния были получены в ряде работ [2]. В частности, исследованиями электрофизических свойств кремния, диффузионно-легированного марганцем, показана [2] возможность получения материала с высокой термочувствительностью. Однако как в [2], так и в других известных нам работах о датчиках температуры на основе кремния получали структуры, способные измерять температуру объектов лишь до 350-380 К. С целью создания на основе кремния датчика температуры, способного измерять более высокие температуры, мы выбрали *p-i-n* – структуры.

Для создания *p-i-n* – структур обычно используются следующие технологические методы: эпиктаксильно-диффузионный, двухсторонне-эпитаксиальный и двухсторонне-диффузионный методы.

Для получения *p-i-n* – структуры мы выбрали метод ионной имплантации, не подвергающий образец высокотемпературному прогреву. Перед нами стояла задача создать термодатчик, удовлетворяющий следующим требованиям:

- 1) малые габариты;
- 2) высокая температурная чувствительность;
- 3) широкий диапазон измеряемых температур;
- 4) линейность температурной характеристики выходного сигнала датчика.

Последнее требование было связано с необходимостью использования датчика в качестве первичного прибора в составе системы для автоматического регулирования температуры технологических процессов. Выполнение этого требования обеспечивала универсальность датчика для использования в различных технологических процессах. Для получения датчика, удовлетворяющего вышеуказанным требованиям необходимо было обеспечить максимальную степень легирования *p*- и *n* - слоев и создание резких границ *p-i* и *i-n* - переходов. Для получения таких резких переходов нами проводилась имплантация ионов P^+ и B^+ в разные стороны очищенных монокристаллов Si(111). Эксперименты проводились с образцами Si(111) *p* - типа с удельным сопротивлением $\rho=3000$ и 6000 Ом·см, с толщиной от 0,1 до 1 мм. При этом наиболее хорошие характеристики были получены при использовании образцов Si с толщиной 0,1 мм.

Исходные образцы Si(111) перед проведением ионной имплантации тщательно очищались термическим прогревом в два этапа: длительно при 1200 К и кратковременно при $T=1500$ К. Имплантация ионов P^+ и B^+ проводилась на стандартной установке типа «Иона» при вакууме 10^{-5} Па. Причем для получения равномерного распределения внедрённой примеси по глубине нами приводилась последовательная имплантация ионов с поэтапным уменьшением энергии. Ионы P^+ имплантировались в Si(111) сначала с энергией $E_0=80$ кэВ и дозой $D=1,8 \cdot 10^{16}$ см⁻², а затем с $E_0=20$ кэВ и $D=1,8 \cdot 10^{15}$ см⁻². Ионы B^+ имплантировались последовательно с энергией $E_0=80$ кэВ и $D=0,9 \cdot 10^{16}$ см⁻², затем с $E_0=25$ кэВ и $D=3 \cdot 10^{15}$ см⁻² и с $E_0=10$ кэВ и $D=1,8 \cdot 10^{15}$ см⁻². После каждого этапа имплантации проводился импульсный отжиг инфракрасным излучением с длиной волны $\lambda=1$ мкм. Длительность ИК-излучения составляла ~единиц микросекунд. Оценка концентрации элект-

трически активных атомов методом ЭОС показывает, что $N_p=10^{21}\text{см}^{-3}$, а $N_B=2\cdot 10^{21}\text{см}^{-3}$. Т. е. в результате подобной ионной имплантации удаётся получить *p-i-n*-структуру, с большой концентрацией электрически активных примесей и резкой границей между *p-i* и *i-n* областями Si. Отметим, что большая концентрация носителей в *p* и *n*-областях Si необходима также для того, чтобы сгладить температурную зависимость контактной области приборов на основе *p-i-n*-перехода. Исследование методом ДБЭ кристаллической структуры поверхностей Si(111) после проведения указанной выше ионной имплантации и последующего отжига показало, что обе поверхности *p-i-n*-перехода имеют монокристаллическую структуру. Полученная нами, таким образом *p-i-n*-структура, представляет собой диод с дырочной проводимостью базовой *i*-области. Для изучения вольт-амперных характеристик *p-i-n*-диода, на обе поверхности кристалла наносились металлические контакты. Металлизация поверхности диода проводилась методом вакуумного осаждения атомов Ti и Ni на установке УВН-2М в условиях высокого вакуума при температуре подложки $T=600\text{ К}$. Причем сначала осаждались атомы Ti, а затем Ni. Толщина пленок TiNi на поверхностях *p-i-n*-структуры составляла 100-200 Å.

Изучение зависимости прямого падения напряжения $U_{пр}$ от температуры в процессе формирования *p-i-n*-структуры имплантацией ионов P и B в Si с постепенным уменьшением энергии и дозы ионов и проведением импульсного отжига показало, что после проведения первого этапа ионной имплантации зависимость $V_{пр}=f(T)$ – не линейна (рис. 1, кривая 1). В результате проведения второго этапа ионной имплантации и отжига зависимость $V_{пр}=f(T)$ становится линейной в области низких температур $T\leq 250\text{ К}$ (кривая 2), и после проведения третьего этапа ионной имплантации и отжига эта зависимость становится линейной во всем диапазоне изменения температуры. Отметим, что приведенные на рис. 1. зависимости получены при пропускании через *p-i-n*-структуру тока $I_n=1\text{ мА}$ и его подключении в цепь в режиме стабилизации тока ($I_n=\text{const}$). Как видно из рис 1. рабочая характеристика датчика также зависит от удельного сопротивления исходного кремния, т.е. определяется также процессами в базовой области *p-i-n*-диода. С уменьшением ρ исходного кремния, чувствительность датчика несколько понижается.

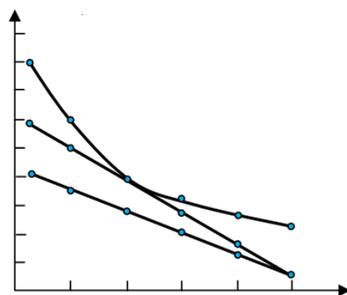


Рис. 1. Зависимость прямо падения напряжения на *p-i-n*-переход от температуры прогрева для Si(111) с удельным сопротивлением $\rho=6000\text{ Ом}\cdot\text{см}$ (2) и $3000\text{ Ом}\cdot\text{см}$ (3). (Кривая 1) – соответствует *p-i-n*-переходу, полученному после проведения ионной имплантации, без последующего ИК отжига

Таким образом, приведенные выше технологические режимы ионной имплантации и импульсного ИК отжига являются оптимальными для получения термодатчика обладающего следующими параметрами:

- 1) диапазон измеряемых температур : от 20 до 500 К. Во всем диапазоне зависимость $U_{пр}=f(T)$ – линейная;
- 2) температурная чувствительность составляет $2,1\text{ мВ}\cdot\text{К}^{-1}$;
- 3) ток питания от 100 мкА до 1 мА.

ЛИТЕРАТУРА

[1] А.С.Рысбаев, Юлдашев Ю.Ю., Хужаниязов Ж. Б., Рахимов А.М. Способ изготовления полупроводникового термодатчика. / Патент РУз. № IAP 04779, 10.10.2013 г. [2] Бахадырханов М.К., Зикриллаев Н.Ф., Тощев А.Р. Фотоприемник на основе сильнокомпенсированного кремния, легированного марганцем. //Гелиотехника. 2001. №2. с.2-11.

ВЛИЯНИЯ ЛЕГИРОВАННОЙ ДОНОРНОЙ И АКЦЕПТОРНОЙ ПРИМЕСИ НА СВОЙСТВА КРЕМНИЕВЫХ НАНОКЛАСТЕРОВ

Н.Т.Сулайманов, А.Б.Нормуродов, Ш.М.Махкамов, М.Ю.Ташметов, Ф.Т.Умарова, А.П.Мухтаров

ИЯФ АН Республики Узбекистан, 100214,

Ташкент, Узбекистан,

E-mail: normurodov@inp.uz

Изучение процессов взаимодействия примесей с атомами кристаллической решетки и структурными дефектами позволяет целенаправленно управлять свойствами и параметрами формирующих наноструктур как на поверхности, так и в объеме монокристаллического кремния. Для изучения одновременного влияния разнотипных легирующих примесей на параметры нанокластеров существуют различные теоретические подходы расчета с моделированием их структур. Однако, при расчетах учет влияния всех валентных электронов в области взаимодействия между атомами примесей и примесей с атомами кристаллической решетки осложняет задачу. В литературе теоретические модели таких примесных центров сравнительно мало исследованы, известны лишь несколько работ [1] с охватом кластеров, размерами порядка 1 нм. В работе [2] нами были исследованы влияния одиночных атомов примеси бора или фосфора на структуру и энергетические характеристики кластера $Si_{29}H_{36}$ [2].

В настоящей работе представлены результаты компьютерного моделирования энергетических и структурных параметров гидрогенизированных нанокластеров, содержащих примеси фосфора и бора в рамках комплексного метода ORCA в приближении локальной плотности электронных состояний DFT BLYP [3]. Расчеты проводили для нанокластеров, имеющих три-пять координационных сфер, достаточных для достоверного моделирования динамики изменения основных параметров формирующих нанокластеров при внедрении вблизи центрального атома кремния атомов легирующих примесей. В качестве исходных наноструктур выбраны пассивированные водородом сферические кластеры $Si_{29}H_{36}$, $Si_{38}H_{42}$, $Si_{59}H_{60}$, $Si_{71}H_{60}$ с диаметром кремниевых остовов соответственно 0.86 нм, 1.11 нм, 1.28 нм и 1.41 нм. Каждый кластер центрирован на атоме кремния. Модели одновременного легирования атомами В и Р изучены в двух вариантах: а) одновременное внедрение атомов В и Р в противоположные гексагональные положения вокруг центрального атома Si; б) одновременное замещение атомами В и Р в противоположных атомах Si 1-координационной сферы вокруг центрального атома Si.

Результаты расчета показывают, что для $Si_{29}H_{36}$ одновременное внедрение донорной и акцепторной примесей приводит к резкому снижению симметрии кристаллической решетки в области формирующих нанокластеров, а при замещении симметрия в целом сохраняется. С увеличением размера кластеров в обоих вариантах допирования атомы примесей в процессе оптимизации структуры вытесняются на периферию и T_d (группа симметрии тетраэдра) симметрия внутри кластеров восстанавливается. В первом варианте моделирования во всех рассмотренных кластерах атомы примесей становятся трехкоординированными, во втором – четырехкоординированными. Объемы кремниевых остовов кластеров незначительно увеличиваются. В варианте внедрения атомов примесей деформация решетки приводит к вытеснению бора быстрее, чем атома фосфора.

Анализ распределений зарядов по электронным орбиталам показывает, что по мере увеличения размера кластеров нарушения симметрии в электронной структуре кремниевого остова кластера уменьшаются, а атомы примесей занимают узлы во второй и третьей координационных сферах. При этом, вокруг атома бора из-за более низкой плотности электронных состояний В-Si связи более слабы, чем Р-Si связи вокруг атома фосфора, поэтому фосфор во всех случаях локализуется ближе к центру кластера. В результате экранирующее влияние ковалентных Si-Si связей с ростом размеров кластеров усиливается, лишний валентный электрон фосфора не вовлеченный к образованию связей с атомами Si, может образовать метастабильное экситонное связывание с «дыркой» вокруг атома бора.

Основные энергетические параметры, полученные в результате расчетов и моделирования нанокластеров кремния представлены на рисунке. Из рисунка видно, что одновременное внедрение в междоузлия кластера донорно-акцепторных примесей вокруг В и Р образует энергетически невыгодное состояние кластера и по мере роста размера кластера наблюдается сужение ширины запрещенной зоны E_g и появление в нем мелких донорных и акцепторных электронных уровней, что

возможно связано с трехкоординированностью атома фосфора. С другой стороны замещение первых соседних атомов центрального атома Si приводит к существенной структурной перестройке кремниевого остова кластеров со сдвигом дна зоны проводимости с сужением ширины запрещенной зоны кластера. С увеличением размеров кластеров прослеживается монотонное приближение значения E_g к значению монокристаллического кремния (1.12 eV).

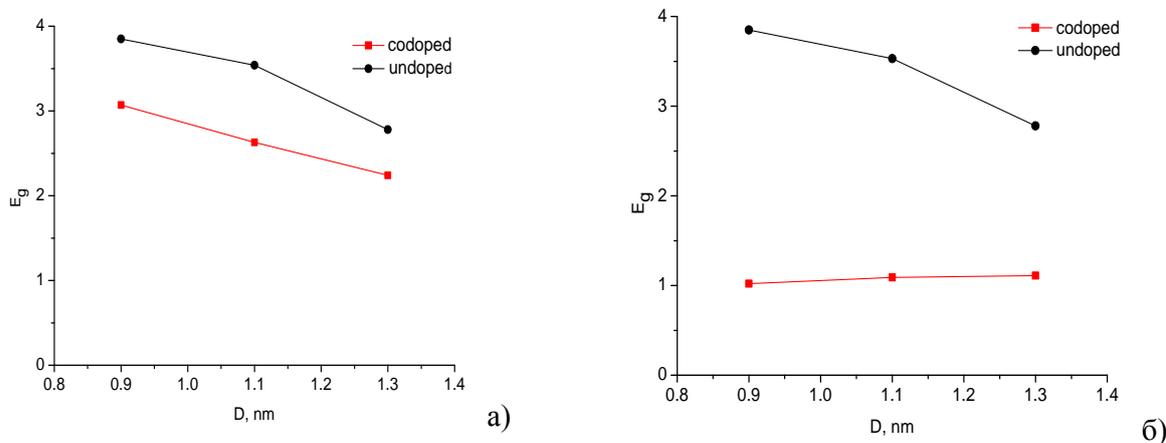


Рисунок. Изменение ширины запрещенной зоны а) при внедрении атомов бора и фосфора на противоположные гексагональные положения вокруг центрального атома кремния в зависимости от размеров кластеров; б) при замещении атомами бора и фосфора двух противоположных первых соседей центрального атома кремния.

Анализ результатов моделирования показывает, что для легированных кластеров энергия образования примесей уменьшается сильнее по мере удаления примеси от центра кластера. Наиболее стабильным является положение примесей на приповерхностной координационной сфере. Для легирования фосфором и бором предпочтительнее размер кластера, превышающий значение 1,4 нм.

Обнаружено, что одновременное присутствие донорных и акцепторных примесей в кластере приводит к понижению энергетической щели и изменяет электронную структуру уровней, связанную с валентностью. Бор дает увеличение электронных уровней вблизи валентной зоны. В случае фосфора наблюдается значительное перераспределение электронных уровней с ростом размера кластера, что приводит к сдвигу верхних занятых молекулярных орбиталей уровней, и запрещенная щель значительно уменьшается. Изменения кратностей связей Si-B и Si-P в процессе оптимизации энергетических параметров явно указывают на предпочтительность электрически активного связывающего состояния замещающих дефектных комплексов [P-Si-B].

Таким образом, в результате проведенных исследований установлено, что для легированных бором и фосфором кремниевых кластеров, их структурная деформация зависит как от размера кластера, так и от положения примеси в кластере. Влияние примеси на структурную деформацию растет с уменьшением размера кластера.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- [1] GuangshengFu, HuixiaGao, WanbingLu, W. Ding, WeiYu. Structural and optical properties of doped silicon nanocrystals: Firstprinciples calculations. Proc. of SPIE .Vol. 6831 68311E, 2007.[2] Ш.М. Махкамов, Ф.Т. Умарова, А.Б. Нормуродов, Н.Т. Сулаймонов, О.Б. Исмаилова. Квантовохимическое исследование структурных и электронных свойств нанокристаллических кластеров кремния, легированных фосфором. УФЖ, 2016, т 18, № 2. С 82-88.Т. Petrenko, F. Neese, J. 2007. Chem. Phys. V.127, P.164319

ИНТЕГРАЦИЯ ЧИСЛЕННЫХ И СХЕМОТЕХНИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ ДЛЯ АНАЛИЗА ДЕФЕКТОВ И ПРОГНОЗИРОВАНИЯ НАДЕЖНОСТИ

М.Б.Тагаев, В.А. Статов

Каракалпакский государственный университет,
Нукус, Республика Узбекистан

Аннотация

Схемотехническим моделированием в рамках SPICE-приближения предполагает синтез эквивалентной схемы полупроводникового прибора, в том числе и с отклоняющимися технологическими параметрами на основе численной модели токопрохождения.

Ключевые слова: модели полупроводниковых элементов GSS, NextNanoMat, SPICE-модели.

Введение

В настоящее время значительный прогресс в области численного моделирования приборов твердотельной электроники, связанный как с совершенствованием численных алгоритмов, так и ростом возможностей вычислительной техники, позволяет надежно предсказывать электрические характеристики различных полупроводниковых приборов с различными профилями легирования, геометрией активной области и контактами.

Тем самым открывается возможность и для численного моделирования полупроводниковых приборных структур со структурными дефектами разнообразного происхождения — линейными дислокациями, дислокационными петлями, дефектами упаковки. До настоящего времени эта проблема не привлекала достаточного внимания и в основном влияние дефектов в активной области изучалось либо экспериментально, либо с использованием приближенных аналитических моделей.

Однако значительные успехи в области аналитических методов исследования полупроводниковых структур в последние десятилетия дали много новой ценной информации о характеристиках и происхождении различных точечных и структурных дефектов, их взаимодействии с электронной подсистемой.

Были значительно уточнены параметры рассеяния носителей тока, расширено представление о захвате носителей на глубокие центры различной природы и, что наиболее существенно, благодаря современным методам исследования полупроводников, удалось во многих связать типы дефектов, обнаруживаемые и классифицируемые с помощью различных электрофизических методов (таких как релаксационные методы, микроплазменная характеристика, фотоэлектрические исследования) с конкретными физическими объектами - идентифицированными примесными комплексами и различными нарушениями решетки.

Таким образом, современное состояние исследований в области физики полупроводников и в целом физики твердого тела, объем накопленной информации о дефектной подсистеме делает возможным выполнение данного этапа предлагаемого проекта с применением уже существующих, апробированных и надежных методов численного моделирования транспорта носителей в полупроводниковых структурах с различными профилями легирования, геометрией и дефектами.

С другой стороны, все более широкое распространение не только методов компьютерного проектирования электронных схем, но и интеграция с CAD-системами модулей моделирования их переходных характеристик (например широко распространенные SPICE- модели) а также средств автоматической генерации схем, в особенности в цифровой электронике требуют соответственного изменения в технологии контроля качества и прогнозирования надежности полупроводниковых приборов и интегральных схем. Такие системы требуют адекватных эквивалентных схем используемых активных элементов, однако, за редким исключением, в большинстве случаев используются эквивалентные схемы на основе упрощенных аналитических моделей транзисторов, диодов и др. приборов. Это приводит к тому что, с одной стороны, повышаются требования к воспроизводимости параметров полупроводниковых приборов, снижая выход годных на предприятиях электронной промышленности, а, с другой стороны не дает возможности использовать изделия с незначительным отклонением характеристик от стандартных. Внедрение адаптивных и вариативных эквивалентных схем позволит разработчикам электронной техники не только повысить надежность

их схемотехнических решений, но использовать в производстве ранее отбракованные по формальным признакам приборы.

Методология SPICE предусматривает использование как линейных, так и нелинейных (диоды, транзисторы и др.) элементов электрической схемы и следует двум теоремам Кирхгофа: сохранению тока в узлах цепи и сохранению напряжения на участке цепи, при этом для построения уравнения, описывающего электрические характеристики схемы используется принцип сохранения тока. Система вычисляет матрицу проводимости автоматически, пользуясь формальным описанием графа цепи.

Нами предлагается подход, объединяющий конечно-разностные модели полупроводниковых элементов (GSS, NextNanoMat и др.) со схемотехническим моделированием в рамках SPICE-приближения, при этом в отличие от традиционного способа интеграции, когда численная модель активного элемента передавала данные для использования в схемотехническом имитационном моделировании, разрабатываемый подход предполагает синтез эквивалентной схемы полупроводникового прибора, в том числе и с отклоняющимися технологическими параметрами на основе численной модели токопрохождения.

Современное состояние исследований в области физики полупроводников и в целом физики твердого тела, объем накопленной информации о дефектной подсистеме делает возможным выполнение данного этапа предлагаемого проекта с применением уже существующих, апробированных и надежных методов численного моделирования транспорта носителей в полупроводниковых структурах с различными профилями легирования, геометрией и дефектами.

Таким образом, синтез численного моделирования полупроводниковых приборных структур на основе представлений о физике происходящих процессов с прогнозируемыми дефектами позволит усовершенствовать и улучшить методы экспресс-диагностики и выходного технического контроля дискретных приборов и микросхем малой степени интеграции а также расширит поля допусков для продукции электронной промышленности благодаря разработке методов адаптации схемотехнических решений к закономерным и предсказуемым вариациям параметров полупроводниковых приборов, связанным с неустраняемыми дефектами материала или технологического процесса.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Saleh R., Yang A. Simulation and Modeling, // IEEE Circuits and Devices 1992, vol. 8, no. 3, [2] Statz H. et al., GaAs FET Device and Circuit Simulation in SPICE, // IEEE Transactions on Electron Devices 1987, V34, no. 2, pp160-169. [3] Бубенников А.Н. Моделирование интегральных микротехнологий, приборов и схем. М. Высшая Школа, 1989, 320 с. [4] Seebauer E.G., Ktatzner C.M. Charged semiconductor defects. Structure, thermodynamics and diffusion. Springer 2008 304 p. [5] Holt D.B., Yacobi B.G. Extended defects in semiconductors. Electronic properties, device effects and structures. Cambridge university press, 2007, 545 p.

КОПРЕДЕЛЕНИЮ АМПЛИТУДЫ ТЕПЛОВЫХ КОЛЕБАНИЙ АТОМОВ В КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

И. Хидиров, А. С. Парпиев, С. Дж. Рахманов, Ш. А. Махмудов

Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан,
Улугбек, Ташкент, 100214, Узбекистан
E-mail: khidirov@inp.uz

В работе на примере кубических карбидов титана TiC_x показано, что одним из наилучших методов экспериментального определения амплитуды тепловых колебаний атомов в кубических кристаллах является нейтронодифракционный метод. Показано, что значения амплитуды тепловых колебаний атомов в кубических карбидах титана TiC_x , полученные по нейтронографическим данным методом наименьших квадратов и метод полнопрофильного анализ дифрактограммы практически совпадают. Такое совпадение может являться критерием достоверности данных, полученных по нейтронодифракционным данным.

Ключевые слова: Карбид титана, амплитуда тепловое колебание, полнопрофильного анализа, метод наименьших квадратов.

Амплитуда тепловых колебаний атомов $\overline{u^2}$ в кристалле наряду с кристаллической решеткой является одной из самых важных его фундаментальных свойств. С амплитудой колебаний атомов в твердом теле неразрывно связаны его механические, теплофизические и электрофизические свойства. Поэтому для объяснения явлений связанных с этими свойствами и для прогнозирования этих свойств необходимо знание о амплитуде тепловых колебаний атомов в твердом теле. Цель данной работы – показать наилучший метод экспериментального определения $\overline{u^2}$.

Амплитуду тепловых колебаний атомов в твердых телах часто определяют через температуру Дебая, которая определяется из значений теплоемкостей, измеренных при низких температурах, из измерений скорости распространения акустических волн, через упругие постоянные. Однако иногда между этими значениями θ_d обнаруживается разительное расхождение (Иверенова и Ревкевич, 1978). По-видимому, это обусловлено с использованием различных приближений при этих методах и их точностями. Хороший результат можно получить из эффекта Мессбаура и по фоновым спектрам, определенным упругим рассеянием нейтронов.

Одним из самых простых и дающих достоверных результатов методов определения $\overline{u^2}$ в кубических кристаллах является дифракционный метод (Хидиров, 2014). Рентгенографический метод определения $\overline{u^2}$ гораздо сложнее благодаря зависимости структурного форм-фактора от угла Вульфа-Брэгга, экстинкции и поглощению X-лучей в кристаллах (Иверенова и Ревкевич, 1978). В нейтронной дифракции влияние этих факторов практически сводятся к нулю (Хидиров, 2014). Это обстоятельство гораздо упрощает определение $\overline{u^2}$ методом дифракции нейтронов. При этом $\overline{u^2}$ определяют непосредственно из эксперимента без всяких вспомогательных расчетов и приближений. Будучи ядерным методом нейтронная дифракция является одним из мощных прецизионных методов исследования конденсированных сред. Де-Бройлевская длина волны λ тепловых нейтронов с энергией порядка $\sim 0,1$ эВ имеет порядок межатомного расстояния. Энергия тепловых нейтронов того же порядка, что и энергия тепловых колебаний атомов в кристаллах. Это позволяет измерять $\overline{u^2}$ в кристаллах по неупругому рассеянию нейтронов с высокой точностью. Потому что когерентное упругое рассеяние тепловых нейтронов определяется динамикой всех частиц кристалла. При столкновении тепловых нейтронов с коллективными тепловыми колебаниями решетки – фононами энергия и импульс сталкивающихся частиц (нейтронов и фононов) сохраняются.

Амплитуда тепловых колебаний атомов в кристаллах приводит к ослаблению экспериментально наблюдаемой интенсивности нейтрондифракционных максимумов $I_{эксн}$ по следующей закономерности (Хидиров, 2014):

$$I_{эксн} = KI_0 \exp\left(-\frac{16\pi^2 \overline{u_\Sigma^2}}{3} \times \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2}\right) \quad (1)$$

где К – коэффициент, зависящий от геометрии прибора и образца; I_0 - интенсивность решетки с неподвижными атомами в узлах; λ –длина волны нейтронов; θ – угол Брэгга; $\overline{u_\Sigma^2}$ – полное среднеквадратичное смещение (СКС) атомного комплекса:

$$\overline{u_\Sigma^2} = \overline{u_d^2} + \overline{u_s^2} \quad (2)$$

где $\overline{u_d^2}$ - динамическое смещение атомов, обусловленное тепловыми колебаниями (амплитуда тепловых колебаний); $\overline{u_s^2}$ - статическое искажение.

В одноатомной кристаллической решетке или в стехиометрическом твердом растворе (замещения или внедрения) (Хидиров и Парпиев, 2011) $\overline{u_s^2}$ практически равны к нулю, поскольку решетка почти комплектна. Из выражения (1) видно, что $\ln\left(\frac{I_{эксн}}{I_0}\right)$ есть линейная функция от $\sin^2\theta/\lambda^2$, так что построив график зависимости $\ln\left(\frac{I_{эксн}}{I_0}\right)$ в функции $\sin^2\theta/\lambda^2$, по наклону прямой можно определить $\overline{u_\Sigma^2}$ методом наименьших квадратов. Отметим, что эта процедура, то есть прямолинейность функции $\ln\left(\frac{I_{эксн}}{I_0}\right) = f\left(\frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2}\right)$ справедлива лишь для кубических кристаллов, так как в кристаллах принадлежащих к более низким сингониям $\overline{u_d^2}$ зависит от направления. В табл. 1. приведены значения

$\overline{u^2}$ для атомов в кубических (структура типа $NaCl$, пространственная группа $Fm\bar{3}m$) карбидах титана TiC_x ряда составов, определенных описанным методом нейтронографии ($\lambda = 1.085 \text{ \AA}$) опубликованных в работе (Хидиров и Парпиев, 2013). Как видно из табл. 1. ошибка определения $\overline{u^2}$ не превышает 5%.

Сейчас существует пакет эффективных программ обработки нейтронограммы (рентгенограммы) (Кржижановская и др, 2016), основанный на полнопрофильный анализ дифрактограмм по Ритвельду (**Rietveld, 1967**). Такая программа при заданной правильно выбранной модели структуры выдает все ее структурные характеристики, в том числе и $\overline{u^2}$. Представлял интерес сравнить результаты графического определения $\overline{u^2}$ методом наименьших квадратов и методом полнопрофильного анализа. В табл.1 приведены также значения $\overline{u^2}$, определенные методом полнопрофильного анализа (**Rodríguez-Carvajal, 2001**) для тех же кубических карбидов, у которых $\overline{u^2}$ были определены графически методом наименьших квадратов. Для примера на рис. 1 представлена нейтронограмма карбида титана $TiC_{0.60}$ обработанная методом полнопрофильного анализа (**Rodríguez-Carvajal, 2001**). В табл. 2 приведены структурные характеристики $TiC_{0.60}$, определенные методом полнопрофильного анализа.

Как видно из табл. 1, метод полнопрофильного анализа дает такие значения $\overline{u^2}$, которые весьма близкие к значениям, полученным методом наименьших квадратов. Следовательно, полученные экспериментальные значение $\overline{u^2}$ атомов карбида титана TiC_x в области гомогенности можно считать достаточно достоверными. Близкие или одинаковые данные по $\overline{u^2}$ в кубические кристаллах, полученные двумя разными способами по нейтронографии могут быть критерием достоверности определения $\overline{u^2}$.

Таб. 1: СКС атомов карбидов титана TiC_x , полученных двумя различными методами на основе нейтронодифракционных данных титана

Образец	$\sqrt{\overline{u^2}}, \text{ \AA}$	
	Графический метод	Метод Ритвельда
$TiC_{0.33}$	0.152 ± 0.004	0.160 ± 0.006
$TiC_{0.47}$	0.134 ± 0.003	0.132 ± 0.005
$TiC_{0.55}$	0.119 ± 0.004	0.121 ± 0.005
$TiC_{0.60}$	0.125 ± 0.005	0.124 ± 0.005
$TiC_{0.65}$	0.142 ± 0.003	0.139 ± 0.003
$TiC_{0.70}$	0.127 ± 0.002	0.123 ± 0.006
$TiC_{0.88}$	0.104 ± 0.004	0.107 ± 0.005
$TiC_{0.97}$	0.084 ± 0.003	0.078 ± 0.004

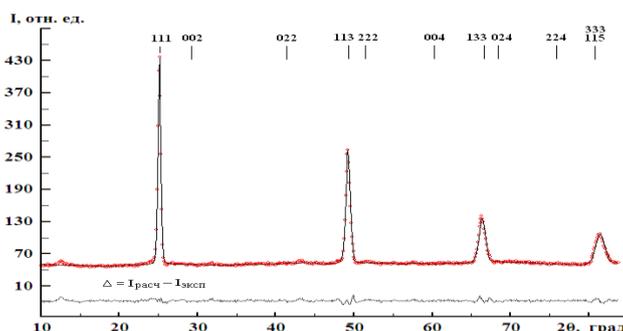


Рис. 1. Нейтронограмма карбида титана $TiC_{0.60}$, точки - экспериментальная, сплошная линия – расчетна, Δ - разность экспериментальных и расчетных значений интенсивностей. Над дифракционными максимумами проставлены индексы Миллера hkl в рамках пр. гр. $Fm\bar{3}m$.

Таб. 2: Структурные характеристики карбида титана $TiC_{0.60}$ в рамках пр. гр. $Fm\bar{3}m$.

Атом	Позиция	Координаты			Кол.ат., n	Δn
		x	y	z		
Ti	4 (a)	1/2	1/2	1/2	4	0,00
C	4 (b)	0	0	0	2.4	0,100
$B=0,435 \pm 0,03 \text{ \AA}^2$; $R_p=2.70$; $R_{wp}=3,68$; $R_{Br}=1,5 \%$						

Примечание. В – тепловой фактор, обусловленный тепловыми колебаниями атомов. R_p , R_{wp} , R_{Br} – факторы достоверности определения кристаллической структуры по полному профилю, по весам каждой точки, по интенсивностям Брэгговских максимумов, соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Иверенова В. И., Ревкевич Г. П., 1978. Теория рассеяния рентгеновских лучей. М.: МГУ. [2] Хидиров И., 2014. Нейтронографическое исследование систем Ti-C, Ti-N, Ti-C-N и Ti-N-H., Saarbrucken (Германия): LAPLAMBERT Academic Publishing. [3] Хидиров И., Парпиев А. С., 2011. Раздельное определение динамических и статических среднеквадратичных смещений атомов карбида титана методом дифракции нейтронов// Кристаллография. 56, 3, 504-508. [4] Хидиров И., Парпиев А. С., 2013. Нейтронодифракционное определение среднеквадратичного смещения атомов в кубическом карбиде титана TiC_x в области гомогенности. Атомная энергия. 14, 1, 105-106. [5] Кржижановская М. Г., Фирсова В. А., Бубнова Р. С., 2016. Применение метода Ритвельда для решения задач порошковой дифрактометрии. Санкт-Петербургский университет [6] Rietveld H. M., 1967. Line Profiles of Neutron Powder-diffraction Peaks for Structure Refinement, *Acta Crystallogr.* 22, 151-152. [7] Rodriguez-Carvajal, J., 2001. Recent Developments of the Program FULLPROF, in Commission on Powder Diffraction (IUCr). *Newsletter*, 26, 12-19.

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

Б. Эшпулатов, Э Арзикулов, Г Гуломов

Самаркандский государственный университет
Самарканд, 140104, Университетский бульвар, 15,
E-mail: SamDU@mail.ru

Аннотация

Рассмотрены основные направления развития фотоэлектрического метода преобразования солнечной энергии, открывающие широкие перспективы полупроводниковой гелиоэнергетики. Основное внимание уделено фотопреобразователям на основе A^3B^5 -гетероструктур, главным образом каскадным солнечным элементам, обеспечивающим наибольшую эффективность преобразования солнечной энергии. Показано, что использование метода промежуточного концентрирования солнечного излучения обеспечивает снижение площади и, следовательно, стоимости солнечных элементов пропорционально степени концентрирования солнечного излучения.

Ключевые слова. Источники энергии, фотовольтаика, фотоэлемент, *p-n*-переход, гетероструктура, фотоэнергетика, гетерофотоэлемент.

Альтернативные и возобновляемые источники энергии, такие как энергия ветра и солнечного света, гидро- и геотермальная энергия, во всем мире привлекают все больше внимания. Растущий интерес к ним вызван экологическими соображениями, с одной стороны, ограниченностью традиционных земных ресурсов – с другой. Особое место среди альтернативных и возобновляемых источников энергии занимают фотоэлектрические преобразователи солнечной энергии, изучению которых превратилось в отдельную научное направление – *фотовольтаику*.

Впервые фотовольтаический эффект наблюдался в электролитической ячейке Эдмондом Беккерелем в 1839 г. Первые эксперименты с твердотельными фотоэлектрическими элементами на основе селена проводились Адамсом и Деєм в Лондоне в 1876 г. [1]. Более полувека понадобилось для того, чтобы появились первые солнечные фотоэлементы с эффективностью, едва превышающей 1%. Однако для старта фотоэлектрической энергетики (даже без учета экономических соображений) требовалась существенно большая эффективность. Решающим для этого направления

явилось создание кремниевых фотоэлементов с *p-n*-переходом, имевших к.п.д. около 6% [2]. Первое практическое использование кремниевых солнечных батарей для энергетических целей имело место не на Земле, а в околоземном космическом пространстве. В 1958 г. были запущены искусственные спутники Земли, оснащенные такими батареями – советский «Спутник – 3» и американский «Авангард – 1».

Здесь следует отметить, что научной базой для создания первых солнечных батарей стало разработка теории и технологии полупроводниковых материалов и приборных структур с *p-n*-переходом. Основные области применения приборов на полупроводниковых материалах в то время виделись в технике преобразования электрической энергии (преобразование переменного тока в постоянный, высокочастотная генерация, переключение и т.д.) и в электронных устройствах передачи и обработки информации (радио, связь и т.д.). В дополнение к «классическим» полупроводниковым материалам – германию и кремнию, с 1950 года начался синтез материалов типа $A^{III}B^V$ [3]. В начале 1960-х были созданы и первые солнечные фотоэлементы с *p-n*-переходом на основе арсенида галлия. Уступая в эффективности кремниевым фотоэлементам, арсенид-галлиевые тем не менее были способны работать даже при значительном нагреве. Первое практическое применение усовершенствованных арсенид-галлиевых солнечных батарей для энергетических целей было еще более экзотическим, чем в случае кремниевых батарей. Они обеспечивали электроснабжение советских космических аппаратов, работающих в окрестностях планеты Венера (1965), а также самоходных аппаратов «Луноход-1» и «Луноход-2», исследующих поверхность Луны (1970 и 1972 гг.).

Создание солнечных элементов на основе гетероструктур $AlGaAs - GaAs$ открыло новую страницу в солнечной фотоэнергетике [4].

Одним из результатов проведенных исследований гетеропереходов явилась практическая реализация идеи широкозонного окна для солнечных фотоэлементов. Эта идея имела целью защиту фотоактивной области фотоэлемента от действия поверхностных состояний. В гетероструктурах $<AlGaAs \text{ (широкозонное окно)}> - <p-n-GaAs \text{ (фотоактивная область)}>$ удалось сформировать бездефективную гетерограницу и обеспечить идеальные условия для фотогенерации электронно-дырочных пар и их собирания с *p-n*-переходом. Поскольку гетерофотоэлементы с арсенид-галлиевой фотоактивной областью оказались еще и более радиационно-стойкими, они быстро нашли применение в космической технике.

Прогресс в сфере солнечных фотоэлементов на основе арсенида галлия был обусловлен применением новых эпитаксиальных методов выращивания гетероструктур – в основном это был метод газовой эпитаксии из паров металлоорганических соединений (МОС ГФЭ).

Благодаря открывшимся новым технологическим возможностям в структуру солнечных гетеро-фотоэлементов были внесены следующие улучшения: Во-первых, было оптимизировано широко-зонное окно $AlGaAs$, толщина которого стала сравнимой с толщиной наноразмерных активных областей в гетеролазерах. Слой $AlGaAs$ стал выполнять также функцию третьей составляющей в трехслойном интерференционном антиотражающем покрытии фотоэлемента. Во-вторых, был введен тыльный (за *p-n*-переходом) широкозонный слой, обеспечивающий вместе с фронтальным широкозонным слоем двухстороннее ограничение фотогенерированных носителей в пределах области поглощения света. Рекомбинационные потери носителей до их собирания *p-n*-переходом были снижены. Гетерофотоэлементы на германиевой подложке начали рассматриваться как основные кандидаты для использования на большинстве космических аппаратов. Решающую роль здесь сыграло то обстоятельство, что германий прочнее механически, чем арсенид галлия, используемый до этого в качестве подложек. Поэтому батареи, составленные из $AlGaAs/GaAs$ – фотоэлементов на германии, по весовым и прочностным характеристикам были сравнимы с кремниевыми, а по к.п.д. и радиационной стойкости их превосходили. Другая «фотоэлектрическая» проблема была принципиально важной для солнечной фотоэлектроэнергетики. Речь идет о создании каскадных фотоэлементов.

Идея о каскадных фотоэлементах обсуждалась с начала 1960-х годов и рассматривалась как очевидная, но далекая перспектива для повышения к.п.д. Ситуация стала меняться в конце 1980-х годов, когда многие исследовательские группы сконцентрировали свои усилия на разработке различных типов двухкаскадных солнечных элементов. На первом этапе лучшие результаты по к.п.д. были получены в механически стыкованных фотоэлементах, хотя все понимали, что действительно перспективными являются фотоэлементы с монолитной структурой. Такие ранее других

разработали сотрудники NREL (США). Используя германиевые подложки, они вырастили методом МОС ГФЭ многослойные согласованные по периоду решетки структуры, в которых верх-ний фотоэлемент имел p - n -переход в твердом растворе $In_{0.5}Ga_{0.5}P$, а нижний фотоэлемент – в $GaAs$. Последовательное соединение фотоэлементов осуществлялось посредством туннельного p - n -перехода, специально формируемого между каскадами. В дальнейшем к процессу фотоэлек-трического преобразования был подключен и третий каскад с p - n -переходом в германиевой подложке. В настоящее время трехкаскадные фотоэлементы уже находятся в стадии практического использования при оснащении космических аппаратов.

Структура трехкаскадных гетерофотоэлементов сложна, и она еще более усложнится при переходе, например, к четырех- и пятикаскадным фотоэлементам. Однако эпитаксиальное выращивание таких структур – это одностадийный, полностью автоматический процесс, успешность результатов которого целиком зависит от степени проработанности технологической базы.

Рассмотрим теперь перспективы повышения к.п.д.в многокаскадных фотоэлементах. Сегодняшний опыт разработки трехкаскадных фотоэлементов позволяет надеяться на практическую реализацию повышенных значений к.п.д. в четырех-, пяти-, а может быть, и в еще более многокаскадных структурах. Нет никаких научно-теоретических сомнений, что надежды оправдаются, если будут найдены подходящие материалы для промежуточных каскадов, и эти материалы будут выращены надлежащего качества. Поиск таких материалов ведется, и здесь могут быть выделены несколько направлений.

«Традиционным» направлением является «просто» синтез новых материалов. Среди материалов $A^{III}B^V$ это пока мало или вовсе не освоенные практикой полупроводниковые нитриды и бориды. Для широкозонных нитридов уже существуют технологический задел (при выращивании тем же методом МОС ГФЭ), обусловленный «радужными» перспективами переворота в осветительной технике. Возможно, мы станем свидетелями того, как повсеместно в осветительных приборах горячая ртуть и накаливаемый вольфрам будут заменены «холодными» структурами на основе материалов $A^{III}N$ микронной толщины. Однако для каскадных фотоэлементов требуются скорее узкозонные материалы, в большой степени согласованные по типу и периоду решетки с материалами, уже работающими в трехкаскадных структурах. Такими материалами могут быть, например, твердые растворы $GaInNAs$, интенсивно изучаемые в настоящее время. Интересно отметить, что усложнение структуры фотоэлементов, а именно, переход многокаскадным структурам, ослабляет требования к объемным свойствам используемых материалов. Действительно, чем больше каскадов, тем тоньше фотоактивная область в каждом из них и тем меньше влияние на к.п.д. такого параметра, как диффузионная длина неосновных носителей заряда. Метод компенсации недостаточно хороших объемных свойств материалов технологическим совершенством каскадной структуры начинает применяться и при создании новых типов тонкопленочных солнечных батарей.

Для солнечных фотоэлектрических преобразователей, то в последнее время предложены новые подходы, связанные с использованием материалов с квантовыми точками. В частности, речь идет о создании фотоактивной среды с «промежуточной зоной» [5]. В структурах многокаскадных фотоэлементов, кроме использования вновь созданных материалов с заданным спектром поглощения, вероятно, можно было бы улучшить характеристики коммутирующих туннельных диодов (увеличить пиковый ток) путем введения между n^+ – и p^+ – слоями сверхрешеток из вертикально связанных квантовых точек. Следует добавить, что существуют и другие, в том числе уже довольно старые предложения по повышению к.п.д. фотоэлектрических преобразователей, при реализации которых потребовались бы «вновь сконструированные» материалы. К ним относится идея использования плавных гетероструктур, в которых необходимо получить очень большой перепад в значении запрещенной зоны при обеспечении высокой подвижности носителей заряда. Все эти предложения вызваны стремлением приблизить (вначале теоретически, и затем и практически) к.п.д. солнечного фотоэлектрического преобразования к термодинамическому пределу в 93%, определяемому циклом Карно.

До сих пор мы не рассматривали еще одну возможность для увеличения к.п.д. фотоэлектрического преобразования. Речь идет о переходе преобразованию предварительно сконцентрирования излучения на расстоянии от Солнца, соответствующем орбите Земли, составляет 46200 X. Именно такая кратность концентрирования задается обычно при оценке термодинамически предельных эффективностей различных типов солнечных фотоэлементов. В частности, для многопереходных фотоэлементов, составляющих из несколько десятков каскадов, предельных к.п.д.

цикла Карно составляет почти 87%. Таким образом, многопереходные фотоэлементы, кроме демонстрации уже сегодня наивысших значений к.п.д. и перспективы их повышения в ближайшем будущем, имеют и самые лучшие «фундаментальные» перспективы.

Фотовольтаика не на пустом месте. Во многом за счет развития электроники, лазерной техники и электроэнергетики для космических аппаратов создана научно-техническая база, которая может послужить отправной точкой для развертывания наземной солнечной электроэнергетики на основе полупроводников. Наступает время, когда следует переходить к более широкому инвестированию средств в эту область, соответствующую значимости, которую будет иметь солнечная энергетика в будущем.

ЛИТЕРАТУРА:

[1] W. G. Adams, R. E. Day, Phil. Trans. R. Soc., 1877, **167**, (part 1), p. 313. [2] D. M. Chapin, C. S. Fueller, G. L. Pearson. J. Appl. Phys. 1954, **25**, p. 676. [3] Н.А. Горюнова. Автореф. дисс. 1951 (ЛГУ-ФТИ). [4] Ж. И. Алферов, М.В. Андреев, М.Б. Каган, И.И. Протасов, В.Г. Трофим. ФТП, 1979, **4**, с.12. [5] A. Luque, A. Marti, P. Wahnou, C. Tablero, L. Cuadra. *Workshop Proc. "The path to ultra-high Efficient photovoltaics"* (Ispra, Itali, 2002), p. 40

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ПРО-ВОЛОКЕ

Б.Эшпулатов, Д.Хужанова, С.Игамбердиев

Самаркандский филиал Ташкентского университета информационных технологий
Самарканд, 140100, Узбекистан, Шохрух Мирзо 47А,
E-mail: sf_tuit@mail.ru, barat50@bk.ru

Аннотация

Рассчитан при $T = 0^0K$ дифференциальное сечение (ДС) комбинационного рассеяния света (КРС) в квантовой проволоке (КП) цилиндрической формы. Электронные состояния предполагались полностью локализованными внутри КП. Рассмотрены простые параболические зоны проводимости и валентной зоны. Осуждается спектры двух типов: спектр испускания (ДС как функция энергии фотона испущенного излучения) и спектр возбуждения (ДС как функция энергии фотона возбуждающего фотона). В обоих случаях анализируются ДС для различных конфигураций рассеяния. Изучены правила отбора процессов. Определены сингулярности спектров и анализированы причины. КРС изученный здесь может быть использован для получения прямой информации о структурах электронных зон в системе.

Ключевые слова. Проволока, комбинационное рассеяние, цилиндрическая форма, возбуждающий фотон, фотон вторичного излучения, начальное состояние, конечное состояние, промежуточное состояние, правило отбора, процессы рассеяния, электрон-дырочная пара, дифференциальное сечение, конфигурации рассеяния, спектр возбуждения, спектр испускания.

Введение

Наряду со многими низкоразмерными структурами размерно-квантованные полупроводниковые проволоки в настоящее время являются одним из наиболее актуальных объектов исследования в физике низкоразмерных систем, что обусловлено перспективностью их широкого приборного применения.

Как известно комбинационного рассеяния света (КРС) является весьма полезным методом для получения непосредственной информации о энергетической зонной структуре и оптических свойствах изучаемых систем [1]. В частности, энергетические структуры полупроводниковых материалов и наноструктур могут быть легко изучены при различных поляризациях возбуждающего и рассеянного излучений [2]. В общем случае, дифференциальное сечение рассеяния обычно имеют сингулярности соответствующие внутризонным и междузонным переходам. Этот последний случай сильно зависит от конфигурации рассеяния: структуры сингулярности изменяются с изменением поляризации фотона. Эта свойства КРС позволяет нам определить структуру подзон наблюдая положения сингулярности в спектре.

Теоретически и экспериментально КРС в полупроводниковых низкоразмерных системах было изучено в работах[3-5]. Процесс КРС качественно могут быть описан следующим образом: поглотив квант возбуждающего фотона электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости и при этом рождаются виртуальные электрон-дырочная пара (ЭДП) в промежуточном состоянии системы. Затем электрон (дырка) переходя внутри зоны испустит квант вторичного излучения. Таким образом, в конечном состоянии мы имеем реальную ЭДП и кванта рассеянного света.

В настоящей работе теоретически исследуется КРС в размерно-квантованной цилиндрической проволоке. Рассматривается температура $T = 0^0\text{K}$, когда верхняя валентная зона целиком заполнена, а зоны проводимости пусты.

Основные соотношения

Начнем описание модели и приводим необходимые соотношения для выполнения расчетов. Рассмотрим цилиндрическую проволоку радиусом поперечного сечения r_0 . Дальнейшем используем приближения эффективной массы и рассмотрим простые зоны проводимости и валентной зоны параболическим законом дисперсии. Движения электрона (дырки) вдоль оси z свободные. Введем цилиндрические системы координат r, φ, z . В сферически симметричном бесконечно глубокой двумерной потенциальной яме решение уравнение Шредингера для электрона имеет вид

$$\psi_c = \chi_c u_c = [\sqrt{\pi L r_0} J'_n(x_{n_e m_e})]^{-1} J_n(x_{n_e m_e} \frac{r}{r_0}) \exp[-i(n_e \varphi + k_e z)] u_c \quad (1)$$

Здесь u_c - бловковский модулирующий множитель в зоне проводимости, L - длина проволоки, $J_n(x)$ – функция Бесселя порядка n , x_{nm} - нули функции Бесселя: $J_n(x_{nm}) = 0$.

Энергия электрона имеет вид

$$E_c(n_e, m_e, k_e) = \frac{\hbar^2}{2\mu_e} [k_e^2 + (x_{n_e m_e}/r_0)^2] \quad (2)$$

Здесь n_e, m_e, k_e – квантовые числа описывающие состояния электрона, μ_e - эффективная масса электрона.

Для дырки в валентной зоне волновые функции и энергии получаются из (1) и (2) заменой индексов c на v .

Дифференциальная сечения рассеяния света (ДСР) вычисляется с помощью соотношения [6]

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega_s d\Omega} = \frac{V^2 \omega_s^2 n(\omega_s)}{8\pi^3 c^4 n(\omega_l)} W(\omega_s, \mathbf{e}_s) \quad (3)$$

где $V = \pi r_0^2 L$ - нормировочный объем; $n(\omega)$ – коэффициент преломления света как функция частоты ω ; $\omega_{l(s)}$ – частота возбуждающего (рассеянного) света, c – скорость света в вакууме, $W(\omega_s, \mathbf{e}_s)$ - вероятность испускания кванта $\hbar \omega_s$ с поляризацией \mathbf{e}_s в единицу времени в интервале телесного угла $d\Omega$, нормированная на один фотон $\hbar \omega_l$ в объеме V и вычисленного для среды с равным единице коэффициентом преломления света:

$$W(\omega_s, \mathbf{e}_s) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f |M_e + M_h|^2 \delta(E_f - E_i) \quad (4)$$

где

$$M_j = \sum_a \frac{\langle f | H_{js} | a \rangle \langle a | H_l | i \rangle}{E_i - E_a + i\Gamma_a} + \sum_b \frac{\langle f | H_l | b \rangle \langle b | H_{js} | i \rangle}{E_i - E_b + i\Gamma_b} \quad (5)$$

Здесь $j = e, h$ соответствуют вкладам электронов и дырок, E_i и E_f - энергии начального ($|i\rangle$) и конечного ($\langle f|$) состояний системы, E_a и E_b соответствуют энергиям промежуточных состояний системы с соответствующими уширениями Γ_a и Γ_b .

$$H_l = \frac{|e|}{\mu_0} \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{V\omega_l}} \mathbf{e}_l \mathbf{P}, \quad \mathbf{P} = -i\hbar \nabla, \quad (6)$$

– гамильтониан взаимодействия возбуждающего света с системой, μ_0 - эффективная масса свободного электрона, $|e|$ - заряд электрона.

Гамильтониан взаимодействия вторичного излучения с системой имеет вид

$$H_{js} = \frac{|e|}{\mu_j} \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{V\omega_s}} \mathbf{e}_s \mathbf{P}, \quad j = e, h; \quad (7)$$

В начальном состоянии $|i\rangle$ мы имеем пустую зону проводимости, полностью заполненную электронами валентную зону и фотон возбуждающего излучения с частотой ω_l . Энергия началь-

ного состояния $E_i = \hbar\omega_l$. В конечном состоянии $|f\rangle$ мы имеем электронно-дырочную пару в реальном состоянии и фотон вторичного излучения с энергией $\hbar\omega_s$. Следовательно

$$E_f = \frac{\hbar^2}{2\mu_e} \left[k_e^2 + (x_{n_e m_e} / r_0)^2 \right] + \frac{\hbar^2}{2\mu_h} \left[k_e^2 + (x_{n_h m_h} / r_0)^2 \right] + \hbar\omega_s + E_g \quad (8)$$

где E_g - ширина запрещенной зоны.

Дифференциальное сечение рассеяния

Во всех вычислениях мы пренебрегли волновым вектром фотона по сравнению с волновым вектром электрона. Следовательно в конечном состоянии имеем $\mathbf{k}_e + \mathbf{k}_h = 0$. Окончательный результат для дифференциального сечения рассеяния напишем в следующем виде:

$$\left[\frac{d^2\sigma}{d\omega_s d\Omega} \right] = \left[\frac{d^2\sigma}{d\omega_s d\Omega} \right]_{e_{sz}} + \left[\frac{d^2\sigma}{d\omega_s d\Omega} \right]_{e_s^+} + \left[\frac{d^2\sigma}{d\omega_s d\Omega} \right]_{e_s^-} \quad (9)$$

$$\text{где } \left[\frac{d^2\sigma}{d\omega_s d\Omega} \right]_{e_{sz}} = \frac{9\sigma_0}{2\sqrt{2}} \sum_{n_e m_e n_h m_h} \sqrt{g^2 + \sqrt{g^4 + \delta_f^4}} \Delta(n_e - n_h) \Delta(m_e - m_h) |\mathbf{e}_s \hat{\mathbf{Z}}|^2, \quad (10)$$

$$\left[\frac{d^2\sigma}{d\omega_s d\Omega} \right]_{e_s^\pm} = \frac{9\sigma_0}{4\sqrt{2}} (\hbar\omega_s / E_0)^2 \sum_{n_e m_e n_h m_h} \left\{ \left(\frac{\beta}{1+\beta} \right)^2 \left| \frac{Y^\mp(n_e, m_e, m_h)}{p_e + i\delta} \right|^2 \Delta(n_h - n_e - 1) + \left(\frac{1}{1+\beta} \right)^2 \left| \frac{Y^\mp(n_h, m_e, m_h)}{p_h + i\delta} \right|^2 \Delta(n_e - n_h - 1) \right\} \left[\frac{g^2 + \sqrt{g^4 + \delta_f^4}}{g^4 + \delta_f^4} \right]^{1/2} |\mathbf{e}_s \sigma_\pm|^2, \quad (11)$$

$$\sigma_0 = \frac{4\sqrt{2}V e^4 |e_l \cdot p_{cv}|^2 n(\omega_l) \mu_r^{1/2} E_0^{3/2}}{9\pi^2 \mu_0^2 \hbar^4 c^4 n(\omega_s) \omega_l \omega_s}; = \frac{\mu_h}{\mu_e}; \mu_r^{-1} = \mu_e^{-1} + \mu_h^{-1}; E_0 = \frac{\hbar^2}{2\mu_r r_0^2}; \quad (12)$$

$$g^2 = \frac{1}{E_0} (\hbar\omega_l - \hbar\omega_s - E_g) - \frac{\mu_r}{\mu_e} x_{n_e m_e}^2 - \frac{\mu_r}{\mu_h} x_{n_h m_h}^2, \quad (13)$$

$$p_e = \frac{\hbar\omega_s}{E_0} + \frac{\mu_r}{\mu_e} (x_{n_e m_e}^2 - x_{n_h m_h}^2) p_h = \frac{\hbar\omega_s}{E_0} - \frac{\mu_r}{\mu_h} (x_{n_e m_e}^2 - x_{n_h m_h}^2), \quad (14)$$

$$\delta_f = \sqrt{\frac{\Gamma_f}{E_0}}, \quad \delta = \frac{\Gamma}{E_0}, \quad Y^\mp(n, l, m) = \frac{x_{nl} \cdot x_{n\mp 1, m}}{x_{nl}^2 - x_{n\mp 1, m}^2}, \quad \sigma_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{\mathbf{X}} \pm \hat{\mathbf{Y}}), \quad (15)$$

Мы вводили для дельта функцию следующую соотношения: $\Delta(x) = \begin{cases} 1 & x = 0 \\ 0 & x \neq 0 \end{cases}$ (16)

где p_{cv} - междузонный матричный элемент импульса, вычисленный на блоховских множителях при $\mathbf{k} = 0$ (то есть в точках $\mathbf{k} = 0$ зоны Бриллюэна). Векторы $\hat{\mathbf{X}}$, $\hat{\mathbf{Y}}$ и $\hat{\mathbf{Z}}$ единичные векторы направленные вдоль главных осей симметрии.

Как видно из (9) дифференциальное сечение рассеяния состоит из трех членов. Однако вклад каждого из них в рассеянию зависит от конфигурации рассеяния. Например, если при обратном рассеянии волновой вектор рассеянного излучения \mathbf{k} параллельно единичному вектору \mathbf{Z} , тогда (10) вклада в ДРС не дает. Частности для конфигурации $\hat{\mathbf{Z}}(e_l, \sigma_\pm)Z$ ДРС определется выражением (11). В случае, когда волновой вектор рассеянного излучение параллельно оси x с поляризацией $\mathbf{e}_s \parallel \hat{\mathbf{z}}$, т.е. $\hat{\mathbf{Z}}(e_l, e_{sz})X$ только первый член правой стороны уравнение (7) дает вклад ДРС. В конфигурации $\hat{\mathbf{Z}}(e_l, \sigma_\pm)Z$ спектр излучение КРС в квантовой проволоке имеют максимумы следующих значениях частоты ω_s :

$$\omega_s \rightarrow \omega_e(n_e; m_e, m_h) = \frac{\mu_r E_0}{\mu_e \hbar} (x_{n_h m_h}^2 - x_{n_e m_e}^2) \quad (17)$$

$$\omega_s \rightarrow \omega_h(n_e; m_e, m_h) = \frac{\mu_r E_0}{\mu_h \hbar} (x_{n_e m_e}^2 - x_{n_h m_h}^2) \quad (18)$$

Как видно из (17) и (18) эти частоты соответствуют переходам электрона между подзонами внутри только зоны проводимости или валентной зоны (т.е. внутризонные переходы). Отсюда следует правило отбора: $n_e = n_h \pm 1$; знак плюс соответствует (18), а знак минус (17).

Другие сингулярности формулы (11) происходит при $g = 0$. Эти сингулярности соответствуют некоторым значениям частот возбуждающего излучение ω_l . Позиции этих сингулярностей в спектрах возбуждения определяется в следующем виде

$$\omega(n_e; m_e, m_h) = \frac{1}{E_0} (\hbar\omega_l - E_g) = \frac{\hbar\omega_s}{E_0} + \frac{\mu_r}{\mu_e} x_{n_e m_e}^2 + \frac{\mu_r}{\mu_h} x_{n_h m_h}^2 \quad (19)$$

Здесь $n_e = n_h + 1$ правило отбора должен быть выполнен. Пики соответствующие последним сингулярностям соответствуют междузонным переходам электрон-дырочных пар и их пози-

ции в спектрах возбуждения и испускания зависит от частоты возбуждающего излучение ω_l . Сингулярности происходящие частотах (17) и (18) не зависят от ω_l и соответствуют внутризонным переходам.

Обсуждение полученных результатов

Рассмотренные предыдущем разделе спектры возбуждения и испускания соответствующие процессам КРС для определенной поляризации вторичного излучение e_s будем численно анализировать. Для значений введенных в наших формулах параметрам используем значения параметров для GaAs: $E_g = 1,43$ эв; $\mu_e = 0,0665\mu_0$; $\mu_h = 0,45\mu_0$ (зона тяжелой дырки) [7].

Зависимость $\frac{1}{V} \left[\frac{d^2\sigma}{d\omega_s d\Omega} \right]$ от $(\hbar\omega_s/E_0)$ назовем «спектром испускания», зависимость $\frac{1}{V} \left[\frac{d^2\sigma}{d\omega_s d\Omega} \right]$ от $(\hbar\omega_l - E_g)/E_0$ «спектром возбуждения»

Величину $(1/V)[d^2\sigma/d\omega_s d\Omega]$ будем называть «коэффициентом рассеяния» (КР).

На рис.1а показаны спектры возбуждения для конфигурации $\vec{Z}(e_l, e_{sz})X$. В этом случае дает вклад в ДСР первый член правой стороны (7) и не имеет сингулярности. Он имеет ступенчатый вид и минимальное значение $(\hbar\omega_l - E_g)$ определяется минимальным значением x_{nm} (т.е. x_{01}). Для более больших значений $(\hbar\omega_l - E_g)$ начинают давать вклады более высокие подзоны. Указаны точные точки порогов. На рис.1b приведены спектры испускания для такой же конфигурации рассеяния. Для испускания фотонов вторичного излучения необходимо выполнение условия $\hbar\omega_l - \hbar\omega_s - E_g > E_0 x_{nm}^2$. Для данных значений $\hbar\omega_l, E_g$ и E_0 точки порогов определяются значениями x_{nm} . Это точно указаны на рис.1а.

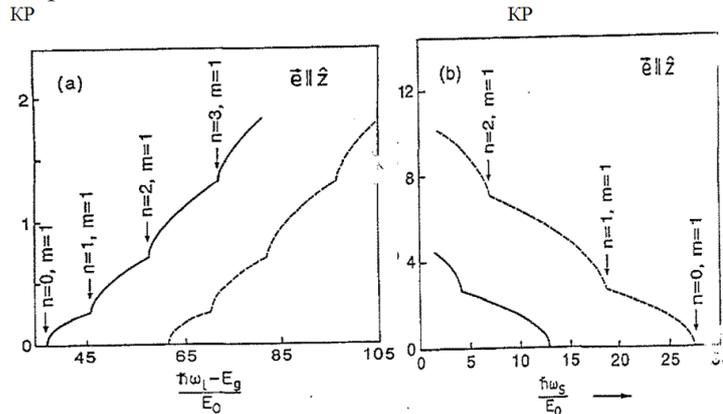


Рис.1. Сечение рассеяние КРС (в произвольных единицах) для GaAs квантовых проволок в конфигурации рассеянии $\vec{Z}(e_l, e_{sz})X$. Сплошные линии соответствует $r_0 = 4$ нм, пунктирные $r_0 = 3$ нм. $\Gamma_f = 1$ мэв и $\Gamma = 3$ мэв. (а) Коэффициент рассеяния как функция $[(\hbar\omega_l - E_g)/E_0]$ (спектром возбуждения). $\hbar\omega_l = 2,8$ эв, (б) Коэффициент рассеяния как функция $[(\hbar\omega_s)/E_0]$ (спектром испускания). $\hbar\omega_s = 2,3$ эв. Стрелками указаны пороги различных переходов между подзонами валентных зон и зоны проводимости (n, m) (см. формулу (8)).

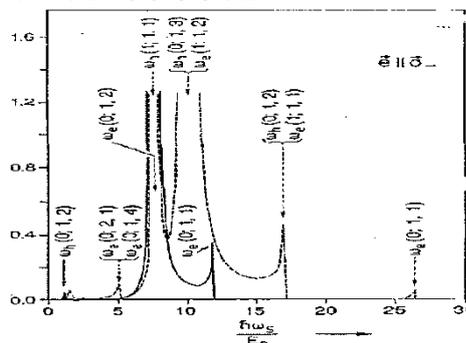


Рис.2. Коэффициент рассеяния для квантовой проволоки GaAs как функция $(\hbar\omega_s)/E_0$ (спектр рассеяния) для конфигурации рассеяния $\vec{Z}(e_l, \sigma_-)Z$. Численные расчеты проведены для значений параметров, использованные на рис.1. Резонансные междуподзональные переходы соответствующие электроном и дырок, соответственно (15) и (16) указаны как $\omega_e(n_e; m_e, m_h)$ и $\omega_h(n_e; m_e, m_h)$.

На рис.2 приведены спектры рассеяния для конфигурации $\vec{Z}(e_l, \sigma_-)Z$. Следовательно в (9) дает вклад в ДСР член со знаком минус. В этом случае видны сингулярная свойства коэффициента рассеяния и положения сингулярностей определяются (15) и (16). На рис.2 указаны положения сингулярностей соответственно соотношениям (15) и (16).

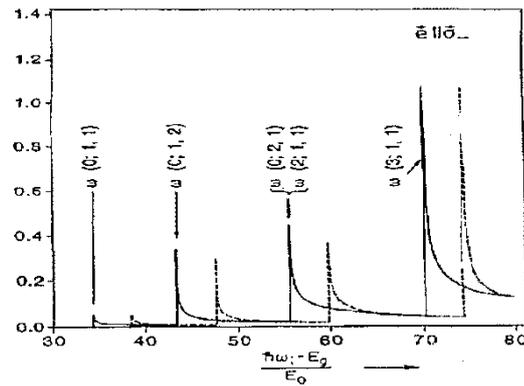


Рис.3. Коэффициент рассеяния для квантовой проволоки GaAs как функция $(\hbar\omega_l - E_g)/E_0$ (спектр рассеяния) для конфигурации рассеяния $\tilde{Z}(e_l, \sigma_-)Z$. Численные расчеты проведены для значений параметров, использованные на рис.1. Резонансные междузонные переходы электрон-дырка, соответствующие формуле (17) указаны как $\omega(n_e; m_e, m_h)$.

На рис.3 показаны спектры рассеяния для таких же конфигурации рассеяния, что и на рис.2. Наблюдены сингулярные свойства и указаны точные положения этих сингулярностей. Они определяются формулой (17). Снова видны пороги для низких значений $(\hbar\omega_l - E_g)/E_0$, когда $x_{n_e m_e}$ и $x_{n_h m_h}$ принимают минимальные значения.

В настоящей работе были допущены некоторые приближений, например дисперсия электронов и дырок считалось параболическими, потенциальный барьер на границе проволоки предположен бесконечными и т.д. Конечно учет этих обстоятельств привело бы количественно лучшим результатам, но они приводит к более сложным вычислениям, но они не приводит качественным изменениям.

ЛИТЕРАТУРА:

- [1] M. Cardona, and G. Guntherodt. 1982. *Light Scattering in Solids III. Recent Results*. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York. [2] F. Comas, C. Trallero-Giner, and R. J. Perez-Alvarez., 1986. *J. Phys. C* **19**, p.6479-6486 [3] R. Riera, F. Comas, C. Trallero-Giner, and S. T. Pavlov, 1988. *Phys. Status Solidi B* **148**, pp.533-543 [4] R. Betancourt-Riera, J. M. Bergues, R. Riera, and J. L. Marin, 2000, *Physica E (Amsterdam)* **5**, pp.204-209 [5] J. H. Burnett, H. M. Cheong, R. M. Westervelt, W. Paul, P. F. Hopkins, M. Sundaram, and A. C.R.Cossard, 1993, *Phys.Rev. B* **48**, pp.4524-4529 [6] Е. Л. Ивченко, И. Г. Ланг, С. Т. Павлов. 1977, *ФТТ* **19**, с.1751-1759 [7] О. Маделунг. 1967, *Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп* (Перевод санглийского под ред. Б. И. Болтакса). «Мир» Москва, стр. 396-397.

ВЛИЯНИЯ ВНЕДРЕННЫХ АТОМОВ НА КОЭФФИЦИЕНТЫ РАСПЫЛЕНИЯ Si и SiO₂/Si

М.Б. Юсупжанова, Ж.Ш. Содикжанов, Д.А. Ташмухамедова

Кафедра «Приборостроение», Ташкентский государственный технический университет,
ул. Университетская, 2, г. Ташкент, Узбекистан
E-mail: ftmet@rambler.ru

Нами ранее получены эпитаксиальные пленки силицидов металлов имплантацией ионов Ba⁺, Na⁺, Co⁺ в Si с последующим температурным прогревом [1,2]. Процесс ионной имплантации всегда сопровождается рассеянием ионов, распылением и изменением состава поверхностных слоев. Эти изменения зависят от типа иона и материала подложки, от энергии и дозы ионов, а также от угла падения ионов. Эти процессы в области малых энергий ионов ($E_0 \leq 5$ кэВ) в настоящее время как экспериментально, так и теоретически являются мало изученными. Целью данной работы являлось изучение влияния внедренных атомов Ва на коэффициент распыления поверхности кремния и изучение влияния ионной бомбардировки на разрушение тонкой окисной пленки формирующийся на поверхности Si.

Бомбардировка чистого Si и Si с окисной пленкой проводились ионами Ba⁺, Si⁺ и Ar⁺ с энергией $E_0 = 0,5 - 5$ кэВ перпендикулярно к поверхности при вакууме не хуже, чем 10^{-5} Па. Состав

поверхности и приповерхностных слоев изучались методом оже-электронной спектроскопии (ОЭС). Профили распределения атомов по глубине определялись методом ОЭС в сочетании с травлением поверхности ионами Ag^+ с $E_0 = 3$ кэВ [3].

Расчеты выполнялись с использованием статических моделей и алгоритмов, разработанных Т.С. Пугачевой, где использовалась динамическая монте-карловская модель CASNEW-D[4, 5]. В этой модели рассматривается изменение концентраций всех компонент (в том числе и имплантируемой примеси) в каждом слое толщиной порядка межатомного расстояния.

На рис. 1 приведены экспериментальные и расчетные профили распределения атомов Ва в Si для Si, имплантированного ионами Ba^+ с $E_0 = 1$ кэВ при дозах $D = 5 \cdot 10^{15}$, 10^{16} и $8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ [6]. Видно, что с повышением дозы распределение стремится к ступенчатому. Экспериментальные результаты показали, что начиная с $D = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ с ростом дозы ионов концентрация Ва немного увеличивается лишь на поверхности и вблизи нее. При высоких дозах облучения наступает насыщение. В расчетах насыщение наступает начиная с $D = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, а в эксперименте – с $D = 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Грубые расчеты выполнены согласно формуле

$$C_{\text{пред}} = \frac{1-k_p}{1-k_p+r} \quad (1)$$

показали, что при $E_0 = 1$ кэВ и $r = 0,6$, значение $C_{\text{пред}} = 0,58$ (58 ат.%), что близко соответствует точному расчету ($C_{Ba} = 52 \text{ ат.}\%$) и экспериментальным данным ($C_{Ba} = 49 \text{ ат.}\%$). Где r – безразмерный коэффициент, значение которого лежит в пределах 0.5-1 и k_p – коэффициент отражения.

В случае системы SiO_2/Si каскады атомных столкновений приводят к разрушению окисной пленки за счет разрыва связей Si-O, распыления, перехода части атомов кислорода в подложку. При наличии окисной пленки на поверхности кремния энергия, теряемая быстрым ионом в поверхностном слое оказывается меньшей, чем в отсутствии пленки из-за менее эффективного энергообмена между атомами разной массы.

Исходя из машинных расчетов, можно оценить эффект разрушения окисной пленки за счет образования каскадов атомных столкновений. Среднее число разрушенных молекул SiO_2 (\bar{R}) на один ион равно сумме:

$$\bar{R} = Y_0 + F_{O \rightarrow Si} + Z_{Si \rightarrow O} + I_0 \quad (2)$$

Здесь Y_0 – парциальный коэффициент распыления кислорода, $F_{O \rightarrow Si}$ – количество атомов кислорода, перешедших из пленки в подложку, $Z_{Si \rightarrow O}$ – число замещений кислорода атомами Si, I_0 – число выбитых атомов кислорода, образовавших дефекты внедрения в пленке SiO_2 . Поскольку энергия этих атомов более, чем на порядок может превосходить энергию теплового движения, они легко мигрируют к поверхности и могут десорбироваться.

Расчеты показали, что зависимость числа разрушенных молекул \bar{R} от энергии ионов для тонких окисных пленок оказывается слабой в области $E \geq 1$ кэВ. Образование теплового пика в каскадной зоне может привести к термическому разложению SiO_2 и десорбции кислорода.

Изучены профили распределения атомов Ва по глубине Si для Si, имплантированного ионами Ва с $E_0 = 1$ кэВ при разных дозах. Показано, что теоретические расчеты, выполненные с использованием статических моделей и алгоритмов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

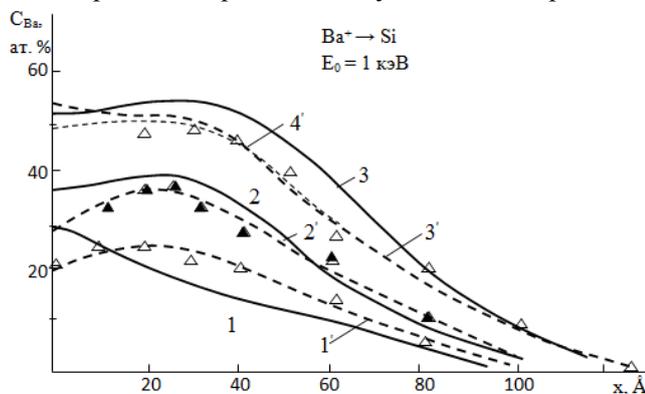


Рис. 1. Расчетные (1' – 3') и экспериментальные (1 – 3) зависимости атомной концентрации Ва по глубине Si для $E_0 = 1$ кэВ при дозах D , см^{-2} : 1, 1' – $6 \cdot 10^{15}$, 2, 2' – 10^{16} , 3, 3' – $2 \cdot 10^{16}$, 4, 4' – $8 \cdot 10^{16}$.

Показано, что при наличии на поверхности Si окисной пленки каскады атомных столкновений приводят к разрушению окисной пленки за счет разрыва связей Si-O, распыления и перехода части атомов кислорода в подложку.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Umirzakov B.E., Tashmukhamedova D.A., Boltaev E.U., Dzhurakhlov A.A. Obtaining of epitaxial films of metal silicides by ion implantation and molecular beam epitaxy // *Materials Science and Engineering B*. – Holland, 2003. – V. 101. – P. 124-127. [2] Ташмухамедова Д.А. Исследование состава и электронной структуры границы раздела CoSi_2/Si // *Известия Российской Академии Наук. Серия Физическая*. – Москва, 2006. – Т. 70. – № 8. – С. 1230-1232. [3] Умирзаков Б.Е., Ташмухамедова Д.А. Электронная спектроскопия нанопленок и наноструктур, созданных ионной имплантацией. Ташкент: ТашГТУ, 2004. 147 с. [4] Pugacheva T.S. Transition layer formation simulation during film deposition by an ion-molecular beam // *Rad. Effects*. 1987. v. 102. p. 143 – 155. [5] Pugacheva T.S., Jurabekova F.G., Lem S.A., Miyagawa Y., Valiev S.Kh. // *Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B*. 1997. V. 127 – 129. P. 260. [6] Рузибаева М.К., Умирзаков Б.Е. Исследование профиля распределения имплантируемой примеси при высоких дозах облучения. XXII Международная конференция взаимодействие ионов с поверхностью «ВИП-2015». Москва, Россия. 20 - 24 августа 2015 г. с. 183 – 185.

ПОВЕРХНОСТНО-ИОНИЗАЦИОННАЯ МАСС- И ТЕРМОДЕСОРБЦИОННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ ПРОИЗВОДНЫХ ТРОПАНА НА КОНВЕРТОРАХ ИЗ ОКСИДОВ ТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ

¹ У.Хасанов, ¹ С.С.Исхакова, ¹ У.Х.Расулев, ² Т.Х.Эрова, ³ О.Олимжонов

1 - Институт Ионно-плазменных и Лазерных Технологий АН РУз, Ташкент, Узбекистан.

Email: saidais@mail.ru

2 - Экспертно-криминалистический Центр МВД РУз

3 - Инженерно-Физический Факультет ТГТУ им. И.А.Каримова

В работе приведены результаты поверхностно-ионизационных масс- и термодесорбционных спектрометрических исследований многоатомных молекул тропановых алкалоидов – кокаина, скополамина и атропина на конверторах из оксидов тугоплавких металлов. Установлено, что молекулы производных тропана ионизируются с высокой эффективностью, масс-спектры относительно малолинейчатые и более информативны относительно масс-спектров ЭУ. Пределы обнаружения методом термодесорбционной спектрометрии существенно ниже, чем традиционные методы, что определяет перспективу применения разработанных методов в экспертной практике токсикологических, нарколологических и криминалистических лабораторий.

Введение Физиологически активные азотистые основания - наркотические вещества и лекарственные препараты, в т.ч. производные тропана являются труднолетучими соединениями, а также термически нестабильными вследствие больших молекулярных масс. Поэтому информация, получаемая при исследовании таких соединений, определяется как способом ионизации, так и их химической природой.

Среди физиологически активных азотистых оснований тропановые алкалоиды и их производные широко применяются в медицине в качестве локального анестетика (кокаин) и антихолинергика (атропин, скополамин) и т.д. Кокаин также известен, как наркотик и входит в Перечень наркотических средств, развиты и предложены различные методы обнаружения и анализа тропановых алкалоидов и их производных в сложных смесях. Проблема высокочувствительного обнаружения этого класса лекарств и их метаболитов в биоматериалах является актуальной проблемой токсикологии и наркологии.

По масс-спектрометрии ЭУ тропановых алкалоидов опубликован банк данных [1]. Большинство работ по тропановым алкалоидам и их производным посвящены кокаину и бензоилэргону, так как они широко злоупотребляются в качестве наркотика в Св. и Южн. Америке и в Европе.

К настоящему времени для обнаружения и идентификации тропановых алкалоидов используются взаимодополняющие методы от ГХ, ГХ/МС, ВЭЖХ, капиллярной электрохроматографии (КЭХ-МЕКС) до ЖХ/МС-МС-МС и ЯМР по определению изотопного состава компонент, а также элементного анализа методом ИСП-МС.

Разработка основ высокочувствительных и селективных методов обнаружения и анализа физиологически активных веществ является непреходящей задачей аналитической химии. Высокая эффективность (до 0,3-0,5) и уникальная селективность (до 10^8) поверхностной ионизации (ПИ)

азотистых оснований [2] позволили разработать высокочувствительные и высокоселективные приборы на термоионных конверторах, действующие как в условиях вакуума, так и в атмосфере воздуха [2,3]. Тропановые алкалоиды и их производные являются N, N – гетероциклическими соединениями и имеют особую седлообразную структуру. Сопряжение ароматического кольца с карбонильной группой влияет на весь характер масс-спектрального поведения таких соединений при их ионизации различными способами. Вследствие этого закономерности ПИ тропановых алкалоидов соответствую установленным закономерностям образования ионов при ПИ алкиламинов имеют свои специфические особенности.

Как видно из краткого обзора работ, современные методы и приборы из-за отсутствия селективности допускают их анализ только при хроматографическом разделении. Установленные уникальная селективность и высокая эффективность ПИ молекул физиологически активных азотистых органических оснований, куда относятся – тропановые алкалоиды и их производные, привлекает внимание при разработке относительно недорогих, но высокоселективных и чувствительных методов при их обнаружении и анализа в сложных смесях. Проблема высокочувствительного обнаружения этого класса лекарств и их метаболитов в биоматериалах является актуальной в токсикологии, наркологии и криминалистики.

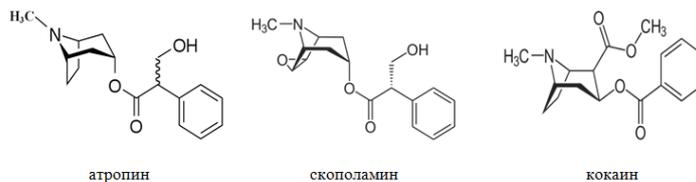
В работе приведены результаты поверхностно-ионизационной масс- и термодесорбционной спектроскопии (ТДС) кокаина на конверторах из оксидов вольфрама и молибден- иридия в вакууме и в атмосфере воздуха, соответственно. Изучение ПИ на конверторах этих представителей позволит установить ее закономерности для всех тропановых алкалоидов, используемых в настоящее время в медицинской практике.

Экспериментальная часть

Эксперименты по масс-спектрометрии проводились с помощью модифицированного для ПИ исследований статического магнитного масс-спектрометра МИ-1210В, позволяющий анализ мономолекулярных распадов колебательно-возбужденных ионов за заданное время. В качестве конвертора использована окисленная вольфрамовая лента. Температура конвертора изменялась в диапазоне от 600 К до 1250 К. Анализируемый поток на конвертор формировали испарением вещества из кварцевой Кнудсеновской ячейки, температура которой изменялась от комнатной до 200°C. ГХ/МС анализ проводился на хромато – масс-спектрометре HP-6890. Использована капиллярная колонка с 5% полиметилсилоксаном, температура инжектора – 280° С, температура печи программировалась в интервале 150÷200° С, скорость газ-носителя гелия – 3 мл/мин. При масс-спектрометрии с ионизацией электронами (ЭУ/МС) энергия электронов – 70 эВ, ток эмиссии – 0.8 мА. В экспериментах ТДС использован действующий в атмосфере воздуха термодесорбционный спектрометр “Iskovich-1” [4,5] с термоионным конвертором из окисленного монокристалла Мо-Ir. Действие прибора основано на характерности температуры в спектрах термодесорбции молекул исследуемых веществ и их высокой эффективности ионизации на ТК. В экспериментах температура конвертора была 700К, скорость потока воздуха – 50 л/час, температурная развертка испарителя линейная со скоростью 10°C/сек в диапазоне от комнатной до 500°C.

Образцы

В экспериментах использованы образцы тропановых алкалоидов – кокаин, скополамин и атропин. Хроматографические исследования образцов показали, что кокаин относится к классу хроматографически чистых, скополамин – к классу субстанций с содержанием основного вещества 96% и атропин коммерческий с 90-92%. Изучение термоионной эмиссии на конверторах этих представителей позволит установить ее закономерности для всех тропановых алкалоидов, используемых в настоящее время в медицинской практике

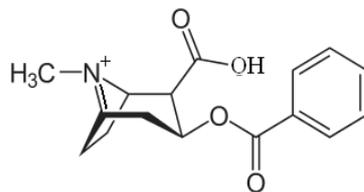


Результаты и обсуждение

ПИ/МС производных тропана. Масс-спектры ПИ тропановых алкалоидов приведены на рис. 1. Масс-спектры ПИ этих препаратов по сравнению с масс-спектрами электронного удара малолинейчаты [4]. Они существенно отличаются, в особенности, в области квазимолекулярных

массионов и являются более информативными. Масс-спектры ПИ содержат линии ионов - продуктов химических реакций адсорбированных молекул – $(M-H)^+$, $(M-R_i)^+$ и $(M-R_i-2nH)^+$, где М – молекула, Н и R элиминируемые из молекулы атом водорода и радикал, образующиеся на горячей поверхности конвертора при разрыве связей и ароматизации кольца.

Квазимолекулярные ионы $(M-H)^+$. В масс-спектрах ПИ молекул тропановых алкалоидов им соответствуют для кокаина и скополамина - ионы с m/z 302 и атропина - m/z 288.



а

Структура материнского иона $(M-H)^+$ для кокаина имеет вид (а). Отсутствие в масс-спектрах производных тропана линий квазимолекулярных ионов, соответствующих $(M-3H)^+$ - $(M-7H)^+$ объясняется элиминированием радикалов при последующей стадии ароматизации тропанового кольца. Интенсивность линий квази-молекулярного иона $(M-H)^+$ растет в порядке от атропина к кокаину, увеличиваясь от 1-2% до ~10% от главных линий в масс-спектре ПИ. Изменение интенсивности квазимолекулярных ионов на порядки внутри одного класса молекул связано с изменением электронной природы заместителей, сильно влияющих на их потенциалы ионизации. Максимумы этих линий ионов наблюдаются при относительно высоких температурах конвертора.

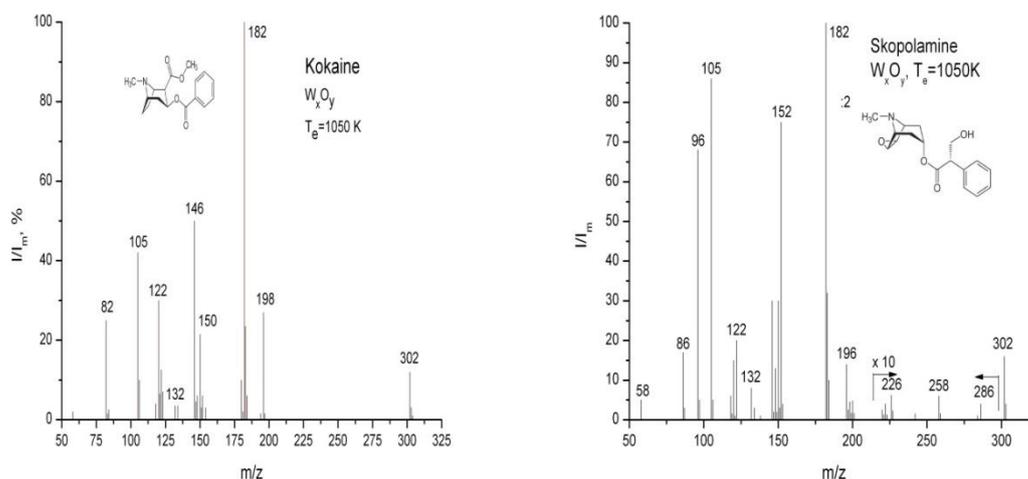


Рис1. Масс-спектры ПИ при $T_{\text{м}} = 1050\text{K}$: а- кокаин, б- скополамин

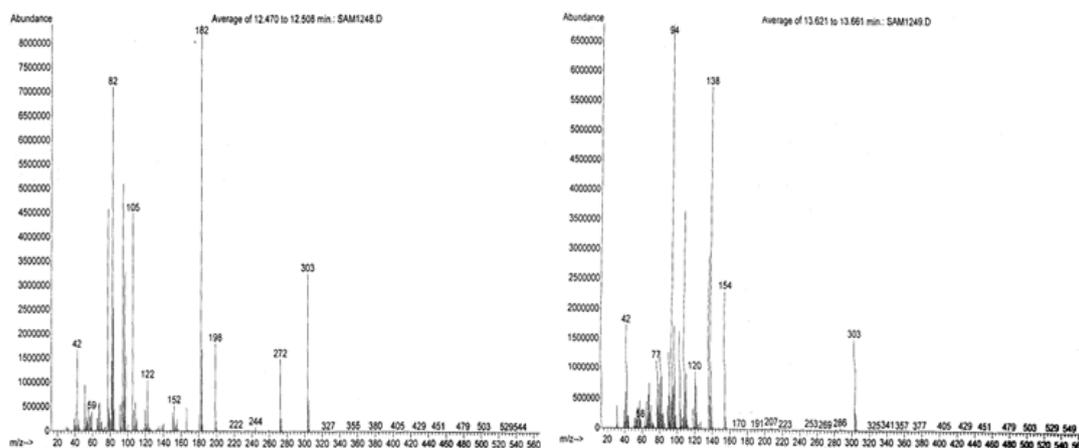
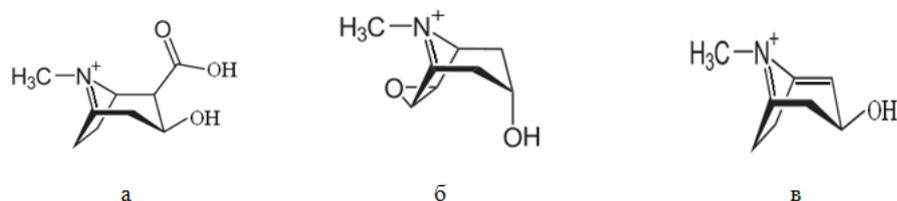


Рис2. Масс-спектры электронного удара при энергии электронов 70 эВ: а- кокаин, б- скополамин

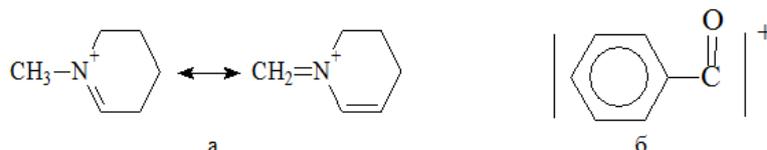
Ионы (M-R_i-2nH)⁺. Линии ионов со структурой (M-CH₂-H)⁺, (M-OH-H)⁺ наблюдаются во всех исследованных соединениях. Они образуются в процессе ароматизации кольца тропана с элиминированием метильной группы (кокаин) и гидроксильной группы (скополамин и атропин) из молекул, им соответствуют ионы с *m/z* 288, 286 для кокаина, с *m/z* 286, 284 – скополамина и *m/z* 272, 270 в атропине. Интенсивности линий ионов соответствующих элиминированию радикалов с карбонильной группой от (M-R_i-2nH)⁺ до (M-H)⁺ в масс-спектре составляют доли процента. В масс-спектрах главными являются линии ионов соответствующих структуре в кокаине - ацетотропину (а), скополамин – оксотропину (б) и атропине - тропину (в).



Они образуются в результате элиминирования радикалов с участием кислорода карбонильной группы и водородных перегруппировок. В масс-спектре термоионов наблюдаются продукты гетерогенных реакций полной ароматизации тропанового кольца с элиминированием до 7 атомов водорода.

Продукты глубокой фрагментации. Линии ионов с малыми *m/z*, такие как 58, 72, 82, 84 и 98, образуются в процессе гетерогенных превращений на поверхности конвертора и являются продуктами глубокой фрагментации молекул производных тропана.

Например, ион с *m/z* 98 можно представить в виде метилтетрагидропиридина (а), ион с *m/z* 105 представляет ион-радикала бензоила (б) и обнаружен в масс-спектрах термоионов и ЭУ всех исследованных соединений.



Кроме ион-радикала бензоила, все вышеперечисленные ионы не имеют неспаренных электронов и их можно представить в виде ионов с четырехвалентным положительно заряженным атомом азота с *sp*²-гибридными орбиталями.

На основе полученных масс-спектров и анализа мономолекулярных распадов колебательно-возбужденных ионов установлена общая схема фрагментации молекул тропановых алкалоидов, адсорбированных на поверхности эмиттера посредством неподеленных пар электронов гетероатома азота. Для примера на рис.3 приведена схема фрагментации молекул для кокаина.

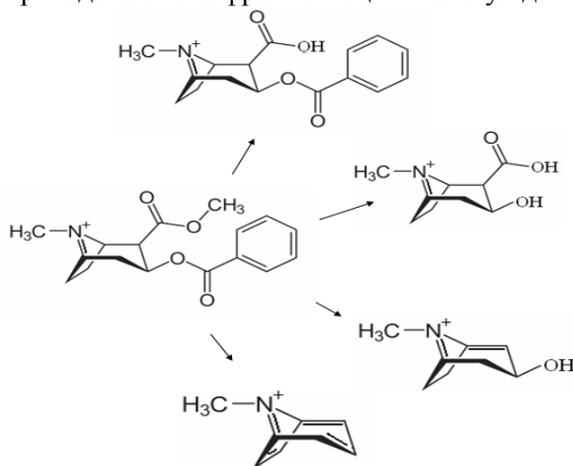


Рис.3. Схема фрагментации молекул кокаина

В масс-спектрах ПИ тропанов наряду с первичными ионами, десорбированных с поверхности эмиттера, и "дошедших" до коллектора ионов, обнаружены линии осколочных ионов, образованных в результате распада первичного иона во время их движения в пространстве масс-

спектрометра. При ПИ источником возбуждения многоатомных ионов является тепловая энергия, запасаемая частицей на поверхности конвертора до испарения, поэтому путем изменения температуры Тэмиттера можно обеспечить тонкое регулирование энергии возбуждения ионов. Обнаруженные распады метастабильных ионов алкалоидов являются прямыми и ступенчатыми, так как энергия, накопленная по колебательным степеням свободы значительна ($E_{кол} \approx 9.5-11.0$ эВ при $T_{эм} = 1000$ К) и достаточна для многоступенчатых распадных процессов.

Термодесорбционная спектроскопия. На рис.4 и 5 приведены серии термодесорбционных спектров кокаина и атропина для относительно больших количеств (25-100нг) веществ наносимого на испаритель и на рис.6 - для скополамина при малых (менее 1нг) количествах. Видно, что термодесорбционные спектры имеют два температурных максимума (рис.4 и 5). Низкотемпературный максимум соответствует температуре сублимации $T_{субл.}$, когда при испарении молекулы не “чувствуют” поверхность испарителя. Эти условия реализуются при нанесении на испаритель больших количеств вещества. Высокотемпературный максимум связан с $T_{дес.}$, так как при малых количествах вещества (менее 1нг) все молекулы нанесенного вещества адсорбированы и, чтобы покинуть поверхность, молекулы должны преодолеть силы адсорбции. В этом случае в спектре наблюдается один температурный максимум $T_{дес.}$ (рис.6) и видно,

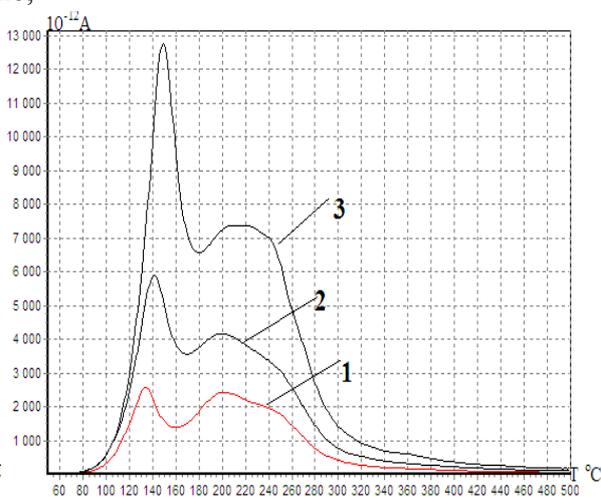
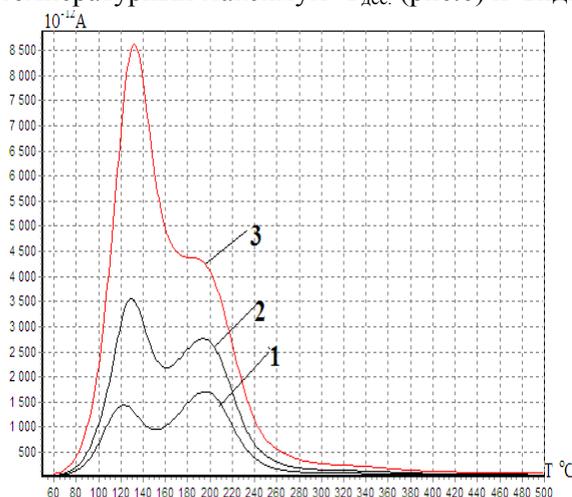


Рис.4. ТД спектры кокаина для разных количеств вещества: 1-25нг, 2-50нг, 3-100нг
Рис.5. ТД спектры атропина для разных количеств вещества: 1-25нг, 2-50нг, 3-100нг

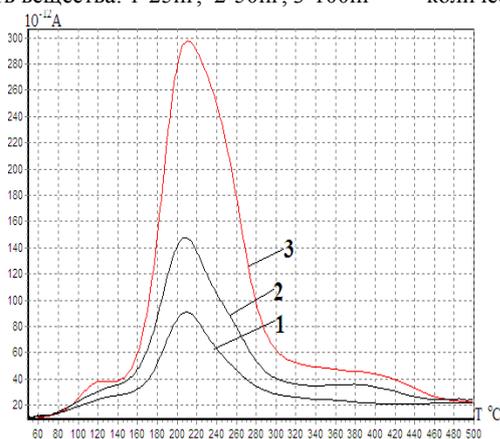


Рис.6. ТД спектры скополамина для разных количеств вещества 1-100пг, 2- 200пг, 3-500пг

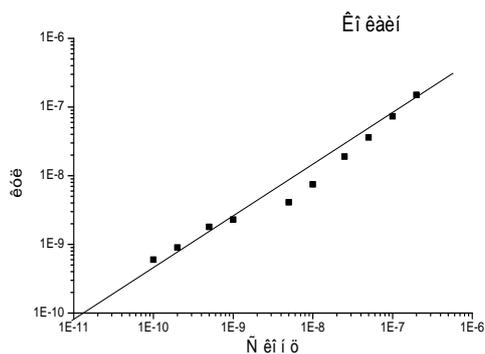


Рис.7. Калибровочная кривая кокаина

что сублимационный максимум $T_{субл.}$ начинает проявляться при $m=500$ пг. Разность $T_{дес.} - T_{субл.}$ для производных тропана составляет около 70К.

На рис.7 приведен калибровочный график для кокаина. Видно, что его нижняя граница определяется пределом обнаружения молекул кокаина над уровнем фона, тогда как верхняя граница ограничена «отравлением». Эффект "отравления" конвертора наблюдается при больших потоковых нагрузках (при нанесении на испаритель около 1 μ г вещества), приводящий к ухудшению его термоэмиссионных свойств. В экспериментах установлено увеличение чувствительность регистра-

ции от кокаина к скополамину, что связано с физико-химической природой молекул и электроотрицательностью заместителей.

В табл.1 приведены ТДС характеристики молекул производных тропана – характерные температуры сублимаций, ионизационной эффективности, определенных по площади под спектром в кулонах на моль, пределы обнаружения в пикомолях и линейно динамический диапазон (ЛДД).

Табл.1 ТДС характеристики производных тропана

Вещества	Брутто формула	М а.е.м.	T _{субл.} , °C при 100нг	Ионизац. эффектив. К/моль	Пределы обнаруж. пмоль	ЛДД
Кокаин Скополамин Атропин	C ₁₇ H ₂₄ NO ₄	303	132	~ 220	~0.1	4.2
	C ₁₇ H ₂₁ NO ₄	303	150	~ 360	~0.05	4.5
	C ₁₇ H ₂₃ NO ₃	289	142	~ 200	~0.1	4.3

Высокая селективности метода относительно органических растворителей и простых газов позволяет проводить анализ образцов без их предварительного хроматографического разделения. Как видно из результатов ТДС исследований, молекулы тропанов на конверторах ионизируются с высокой эффективностью. Пределы обнаружения тропанов составляют 10⁻¹¹г при времени на одного анализа ~ 3 мин.

Заключение. Таким образом, исследования по ПИ на конверторах из окисленного вольфрама и монокристалла молибдена легированного иридием показали, что молекулы производных тропана ионизируются с высокой эффективностью, масс-спектры относительно малолинейчатые и более информативны относительно масс-спектров ЭУ. Сравнения результатов проведенных по качественному и количественному анализу тропанов показывают, что пределы обнаружения методом ТДС приблизительно на 3 порядка ниже ТСХ и на порядок чем ГХ. Эти результаты сравнимы с существенно более дорогостоящими и сложными методами ГХ/МС, ВЭЖХ–МС и определяют перспективу его применения в экспертной практике токсикологических, наркологических и криминалистических лабораторий.

Благодарности. Работа поддержана грантом ГКНТ Республики Узбекистан № ИЗ-ФА-Ф013.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Pflieger K., Maurer H.H. "Mass-spectral and GC Data of Drugs, Poisons, Pesticides, Pollutants and their metabolites" 2nd. Ed. Berlin, 1992. [2] Rasulev U.Kh. and Zandberg E.Ya., Prog. Surf. Sci., 1988, v.28, (3/4), p.181-412. [3] Rasulev U.Kh, Khasanov U., Palitsin V.V., J. Chromatography A, 2000, v. 896, p. 3-18. [4] U.Kh. Rasulev, U.Khasanov, S.S.Iskhakova, A.V.Mikhaylin, Int. Journ.Ion Mobility Spectrom,v. (2001) p.121-125. [5] Исхакова С.С. Михайлин А.В., У.Х.Расулев, Я.Р.Сагатов, У.Хасанов, ЖАХ, т. 58, №11, 2003, стр. 1-6.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
S.N. Mustafaeva, S.G. Jafarova, E.M. Kerimova, S.M. Asadov, R.G. Mamedov. Concentration dependences of physical properties of $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ solid solutions	5
P.Seregin, A.Marchenko, N.Zhukov, A.Shaldenkov, K.Bobokhuzhaev. Two-electron exchange between impurity centers of tin in PbSZSe_{1-z} solid solutions	8
T.M. Razykov, A.X. Shukurov, O.K.Atabayev, K.M. Kuchkarov, A.A. Mavlonov. Gas-transport deposition: optimization of growth technique for Sb_2Se_3 thin film deposition	14
S. Zaynabidinov, O.O.Mamatkarimov, I.G.Tursunov, O.Khimmatkulov. Relaxation effects in silicon with a deep level	16
László Forró. Photovoltaic perovskite nanowires: from fundamental aspects to applications	20
Paul Matsudaira. Nanoscale observation of a multi-step formation of gold nuclei from solution	21
U.Kutliev, N.Matyakubov, M.Karimov, K.Otaboeva. Low energy ion scattering determining GaP (001) $\langle 100 \rangle$ surface layers	23
B.Özyilmaz. Controlling many-body states and spin transport van der waals hetero structures by the electric field effect	26
A. Benseghir, B.A. Umarov, B.B. Baizakov. Confinement of matter-wave solitons on top of a plateau - shaped potential	27
Ch.A. Nijhuis. Plasmonic-electronic transducers based on tunneling	29
Н.Ф Зикриллаев, К.С Аюпов., Э.Б Сайтов, Н.Р Умирова, С.Ш Махмудов. Самоорганизация упорядоченных наноструктур на поверхности кремния	30
Ш.Аскарлов, Ш.Баширулла, Ш.Камилова. Исследование спектров ЭПР кристаллов $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$	32
Б.Ж. Ахмадалиев, Б.З.Полвонов, Н.Х. Юлдашев. Фотолюминесценция мелкозернистой CdTe пленочной гетероструктуре n-CdS/p-CdTe	37
А.И.Джаббаров. Электрические свойства монокристаллов $\text{Cu}_{1.13}\text{Fe}_{1.22}\text{Te}_2$	44
E.Z. Imamov, T.A.Djalalov, Kh.N.Karimov. Infrared (IR) and ultraviolet (UV) displacement of effective absorption spectrum of solar cells	46
А. Саидов, Ш.Усмонов, У.Асатова. Структурные особенности твердого раствора $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ ($0 \leq x \leq 0.03$)	49
Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов, К.М.Гусейнова, Ш.Д.Ализаде. Кристаллическая структура и фотопроводимость твердых растворов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Dy}_x\text{S}_2$	54
А.М. Коххаров, С.А. Бахрамов, У.К. Махманов, О.Б. Исмаилова. Тонкие полупроводниковые пленки из наноагрегатов фуллерена C70 на поверхности плоской стеклянной подложки в процессе испарения растворителя	55
F.I.Juraev, E.Z.Imamov, R.A.Muminov. Optimization of the sizes and shapes of nano inclusions in the sensitive region of silicon photoconverters	59
С.Ж.Ниматов, Д.С.Руми. Низкоэнергетическая ионная имплантация как метод рекристаллизации поверхности твердых тел	63
У. Рахмонов, М.Каланов, Ш.Ниёзов. Рентгенодифракционные исследования эпитаксиальных пленок твердых растворов $(\text{ZnSe})_{1-x-y}(\text{Si}_2)_x(\text{GaP})_y$	66
Б.Е. Умирзаков, С.Б. Донаев, А.К. Ташатов. Образование наноразмерных пленок CoSiO на поверхности CoSi_2 методом ионной имплантации	71
А.С. Рисбаев, Т.С. Камилов, Б.Э. Хайридинов, И.Р. Бекпулатов, Ж.Б. Хужаниязов. Исследование структуры пленок высшего силицида марганца	74
М.М.Тагиев. Электрические и гальваномагнитные свойства экструдированных образцов твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}\text{C}$ примесями Рb и Те	76
Р.Кабулов, А.Утениязов, М.Махмудов, С.Герасименко, О.Худаёров. Вольт-амперные и емкостные характеристики $\text{Au-ZnxCd}_{1-x}\text{S}$ структуры с узкой областью фоточувствительности	78
Э.Б. Сайтов. Нанокластерли германийли кремний намуналарини замонавий дифрактометр курилмасида ўрганиш	81
О.М.Турсункулов, В.В.Ким, Ш.Маматкулов. Влияние импульсного лазерного излучения на микроструктуру и состав поверхностных слоев оксида молибдена	84
Р.Р. Хайдаров, [Р.А. Хайдаров], О.У. Гапурова, В.Б. Наумовский, И.Т. Гарипов, Б.Б. Нурмамедов. Наноструктурные материалы для очистки воды и газовоздушных смесей	89
Ш.Усмонов, А.Лейдерман, К.Амонов, Т.Ишниязов. Температурная зависимость вольтамперной характеристики p(Si)-n(Si ₂) _{1-x-y} (Ge ₂)(ZnSe) _x структур	94
М.Шарибаев, А.Юлдашев, Ш.Кайыпназаров, Г.Низаматдинов. Влияние толщины эпитаксиальных пленок на фотолюминесцентные свойства эпитаксиальных пленок ZnTe/GaAs	98
А.Каримов, А.Рахматов, С.Скорняков. Зависимости характеристических параметров ограничителя напряжения от параметров базовой области	101

А. Юсупов, С.Р. Алиев. Получение гетеропереходов $\text{Cu}_2\text{ZnSn}(\text{Se}_{1-x}\text{S}_x)_4/\text{Si}$ и их электрические свойства.....	104
S.Zainabidinov, M.Kalanov, A.Boboev. Structural characteristics of n-GaAs – p-(GaAs) $_{1-x}$ – $y(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ hetero structures	107
М.А.Абдукадыров, Н.А.Ахмедова, С.Ю.Машарипова. Анизотропия коэффициента пропускания солнечного света в монокристаллах GaP.....	110
М.А.Абдукадыров, Н.Ф.Акбаров, А.С.Ганиев. Свойства GaAs/AlGaAs фотопреобразователей «прозрачной» конструкции при концентрированном солнечном излучении.....	112
Г.Абдурахманов. Некоторые проблемы физики термоэлектрических явлений	114
В.А.Алиев, Э.М.Керимова, С.Х.Умаров, А.М.Ахмедова, А.А.Гаджиева. Оптическое гашение инжекционного тока в TlInSe_2	120
Ш.Аскараров, С.Сражев, Т.Тошбоев, Д.Шукурова, У.Абдусаматов. Примесное состояние элементов переходной группы в кристаллической решетке кремния в процессе их взаимодействия с серой.....	122
А.Ю. Лейдерман, А.Б. Каршиев. Особенности токопереноса в p-р гетеропереходах, созданных на основе твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($0 \leq x \leq 1$)	125
Г.Гулямов, А.Г. Гулямов, У.И.Эркабоев. Влияние давления, света и сильного СВЧ поля на ВАХ p-n перехода.....	129
Х.С.Далиев, Д.Сатимов. Исследование воздействия γ -облучения под напряжением на пара- метры кремниевых МДП-структур.....	132
М. К. Бахадыханов, О.И. Сайдумаров. Использование нано p-n переходов и гетеропереходов для создания солнечных элементов.....	135
Д.Ёдгорова, Ф.Гиясова. Фотоэлектрические характеристики кремниевой $n^+ - n\text{Si} - \text{Ag}$ структуры ..	138
У. К. Ерназаров, Б. Ж. Нарымбетов. Структурные особенности гетероперехода GaAs/ZnSe в модулированных полупроводниковых структурах	139
К.А.Исмаилов, А.С.Муратов. Комплексное дифференциальное сопротивление длинных диодов изготовленных из компенсированных полупроводников.....	143
А.Каримов, Ш.Кулиев, Д.Истамов, О. Хидирназаров. Токвые и емкостные характеристики вы- сокочастотного диода $\text{sp}^+ - \text{p} - \text{n} - \text{p}^+$ структурой.....	149
М.К.Каримов, Н.Ш. Матякубов, К.У.Отабоева, У.О.Кутлиев. Исследование эффекта перефоку- сировки ионов на поверхностных полуканалах полупроводников типа АЗВ5.....	151
О.К.Кувандиков, Н.С.Хамраев. Изучение температурной зависимости электронных зонных па- раметров сплавов систем Ta-Mo и Ta-Nb.....	153
С.Курбанов, Ш.Уролов, И.Мирзаахмедов. Исследование стимулированной люминесценции в наноструктурах ZnO от их геометрической формы.....	156
А.Кутлимратов, Т.М.Салиев, Н.Муталов. Преимущества светодиодных структур, созданных на основе алмазных пленок, выращенных на карбид кремниевых и кварцевых подложках.....	159
A.Sh. Mavlyanov. Photoelectric properties of silicon doped with sulfur and manganese.....	165
А.Саидов, А.Лейдерман, А.Рахматов. Влияние обработки монокристаллического кремния в жидком олове на время жизни неравновесных носителей.....	169
Ш.Махкамов, М.Ташметов, С.Зайнобидинов, Ш.Махмудов, А.Курбанов, А.Сулаймонов, А.Каримжанов. Радиационное дефектообразование в кремнии легированного элементами переход- ных металлов.....	171
Ш.А.Мирсагатов, А.К.Утениязов, К.А.Исмаилов. Влияние ультразвукового облучения на элек- трофизические свойства структуры $\text{M}(\text{Al}) - \text{O}(\text{Al}_2\text{O}_3) - \text{P}(\text{CdTe})$	174
Р.А.Муминов, С.А.Раджапов, Ю.С.Пиндюрин, Б.С.Раджапов. Радонометра на основе кремние- вых поверхностно барьерных детекторов большого диаметра.....	179
А.Саидов, Д.Сапаров, А.Раззаков. Температурная зависимость вольтамперной характеристики $\text{pSi} - \text{n}(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaP})_x$ гетероструктуры.....	180
Ш.Б.Утамурадова, С.Хахимжонов. Влияние высокотемпературных обработок на свойства кремния, легированного гольмием	183
К.М. Кучкаров, Т.М. Разыков, Б.А. Эргашев, Р.Т. Йулдошов. Влияние температуры подложки и состава сплава на структурные и морфологические свойства пленок SnSe полученных методом хи- мического молекулярно пучкового осаждения.....	185
У.Шаропов, Б.Атабаев, Р.Джабберганов, М.Икромжон, М.Курбанов. Образование анионных вакансий на поверхности кристаллов оксида цинка при облучении электронами низких энергий.. ..	190
М.У. Хажиев, И.Г. Атабаев, С. Закирова, Р.Р. Кабулов, Д.Ш. Саидов. Исследование электрофи- зических характеристик $\text{ITO}/\text{CdTe}/\text{In}$ -структуры.....	192
М.М. Хашаев, А.Ю. Лейдерман, У.Х. Рахмонов. Термостимулированные процессы в структуре на основе $\text{nGaAs} < \text{Sn} >$, выращенного по методу чохранского.....	194
М.Шарибаев, А.Бижанов, А.Жуманазаров. Влияние рентгеновского облучения и механического	196

сжатия на оптические свойства квантово-размерных структур CdZnTe/ZnTe/GaAs.....	
Ё.С.Эргашов, Д.А.Ташмухамедова, Б.Д.Донаев Получение наноразмерных слоев CoSi ₂ на поверхности и приповерхностной области Si.....	199
А.Юсупов, К.Адамбаев, З.З.Тураев, А.Кутлимратов, С.Р.Алиев Гетеропереходы р-Cu ₂ ZnSnSe ₄ /n-GaAs и их некоторые электрические характеристики.....	201
Р.Алиев, М.Носиров Кремний хажмидаги металл нанозаррачаларда фотоэлектрон эмиссияни ўрганиш.....	205
Х. Арипов, А. Абдуллаев, Ш. Тошматов Закономерности формообразования ВАХ МОП-транзисторов в схеме с общим стоком.....	208
А.Э. Атамуратов, З.А. Атамуратова, А. Абдикаримов, М. Холиллаев, А. Юсупов Влияние неоднородного распределения дефектов на границе оксид-полупроводник на стоко-затворную вольт-амперную и вольт-фарадную характеристики МОП транзистора.....	211
А.С. Ачилов, Р.Р. Кобулов, Ш.А. Мирсагатов Механизмы переноса тока в CdTe–детекторных структурах с барьером шотки на основе пленок с ортогональными к подложке кристаллитами.....	214
У.Т.Ашрапов, Ш.А.Махмудов, М.Б.Юлдашев, М.У.Алиева Ультразвуковое исследование образования дислокаций в монокристаллическом кремнии.....	220
Р.А.Аюханов Фотовольтаические процессы в квантовом клине с нелинейно меняющейся шириной запрещенной зоны.....	223
П.Ж. Байматов, Б.Т. Абдулазизов, М.Х.Имомов Плотность состояния двумерного электронного газа в гетероструктуре с глубокими квантовыми ямами.....	228
Г.Гулямов, Г.Дадамирзаев, И.Г.Турсунов, М.Г.Дадамирзаев ВАХ неоднородно разогретого несимметричного р-п-перехода в СВЧ поле.....	233
Ш.Х.Далиев Влияние гамма-облучения на поведение кремния, легированного гафнием.....	236
А.Каримов, Д.Джураев, Д.Ёдгорова, О.Абдуллаев Электронная схема с прецизионным регулированием тока на полевом транзисторе.....	238
Ж. Жумабоев, О.М. Маматов, Х.М.Сулаймонов, Н.Х. Юлдашев Фототензоелектрические свойства тонких пленок CdTe, CdSe и ZnTeC фотовольтаическим свойством, полученных методом порционных испарений в вакууме.....	240
J.K. Ziyovaddinov, G. Gulyamov The aluminum alloy's microstructure changes are caused by fatigue loads.....	247
К.А.Исмаилов,М.Б.Тагаев, С.Е.Бекбергенов, М.Б.Шарибаев, Б.К.Исмаилов, С.Г.Кайпназаров Влияние СВЧ излучения на свойства контакта металл-полупроводник.....	251
А.Б.Камалов, С.У.Аширбекова, С.К. Абдижалиев Влияние микроволновой обработки на параметры диодов с барьером шотки на основе SiC.....	254
Т. Shermatov, Т.Turdaliev, I.Abdisaidov, Sh.Iskandarov Shtober metodi yordamida monodispers SiO ₂ sferik nanozarralarini olish texnologiyasi.....	257
О.К.Кувандилов, Х.О.Шакаров, З.М.Шодиев, О.А.Сулайманов, С.Камбаров Изучение магнитных свойств минералов - Fe(Nb ₂ O ₆), Fe[WO ₄] и TiFeO ₃ при высоких температур.....	259
К.М. Кучкаров, Т.М. Разыков, Б.А. Эргашев, Р.Т. Йулдошов Исследование морфологических и структурных свойств пленок CdTe легированных Sb.....	260
Б.Л. Оксенгендлер, Ш.С. Джуманов, С. Джуманов, З.И. Каримов О таммовских состояниях сверхпроводниках.....	262
Ш.Махкамов, М.Ю.Ташметов, А.Р.Саттиев, М.Н.Эрдонов, Х.М.Холмедов Влияние водорода на электрофизические свойства кремния, легированного палладием.....	264
Т.Раджабов, У.Арипова Новые аспекты поведения фотовольтаического эффекта в последовательно-включенных структурах.....	266
А.С.Рысбаев, Б.Хайридинов, Ш.Эргашев, А.М.Рахимов, И.Р.Бекпулатов, З.А.Рысбаева Высокочувствительный датчик температуры на основе р-і-n-диода.....	268
Н.Т.Сулайманов, А.Б.Нормуродов, Ш.М.Махкамов, М.Ю.Ташметов, Ф.Т.Умарова, А.П.Мухтаров Влияния легированной донорной и акцепторной примеси на свойства кремниевых нанокластеров.....	270
М.Б.Тагаев, В.А. Статов Интеграция численных и схемотехнических моделей полупроводниковых приборов для анализа дефектов и прогнозирования надежности.....	272
И. Хидиров, А. С. Парпиев, С. Дж. Рахманов, Ш. А. Махмудов К определению амплитуды тепловых колебаний атомов в кубических кристаллах.....	273
Б. Эшпулатов, Э. Арзикулов, Г. Гуломов Перспективы развития солнечной энергетики.....	276
Б.Эшпулатов, Д.Хужанова, С.Игамбердиев Комбинационное рассеяние света в цилиндрической квантовой проволоке.....	279
М.Б. Юсупжанова, Ж.Ш. Содикжанов, Д.А. Ташмухамедова Влияния внедренных атомов на коэффициенты распыления Si и SiO ₂ /Si.....	283

У.Хасанов, С.С.Исхакова, У.Х.Расулев, Т.Х.Эрова, О.Олимжонов Поверхностно-ионизационная масс- и термодесорбционная спектрометрия производных тропана на конверторах из оксидов тугоплавких металлов.....

285