

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

1

Fizika

Cild

VII

2001

Bakı * Elm

ПРИМЕНЕНИЕ ТРАНСФОРМАТОРА СОПРОТИВЛЕНИЙ ПРИ МИКРОВОЛНОВЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ СЛАБОПОГЛОЩАЮЩИХ ЖИДКОСТЕЙ

Ч.О. КАДЖАР, С.Р. КАСИМОВА

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

Показано, что ввод в измерительную цепь трансформатора сопротивлений в виде системы из непоглощающих четвертьвольновых плоских пластин расширяет диапазон применимости метода определения диэлектрических свойств слабопоглощающих жидкостей, основанного на анализе поля стоячей волны при толщинах слоя вещества, при которых наиболее близки или выполнимы условия полного безотражательного поглощения падающего излучения.

В работе [1] был предложен метод измерения диэлектрических свойств жидкостей, слабопоглощающих в диапазоне сверхвысоких частот (СВЧ). Он основан на использовании явления полного безотражательного поглощения падающего излучения, которое может иметь место в таких жидкостях при определенных значениях толщин 1 слоя, диэлектрической проницаемости ϵ' и диэлектрических потерь ϵ'' жидкости [2]. Метод допускает возможность измерения ϵ', ϵ'' жидкостей со значением тангенса угла потерь $\operatorname{tg} \delta = \epsilon''/\epsilon' < 0.1$ единиц; при этом процедура определения ϵ', ϵ'' сводится к снятию экспериментальной зависимости коэффициента стоячей волны η от толщины 1 слоя жидкости, нахождению N_0 -го наименьшего по величине минимума η , определяющего границу между аномальной и нормальной областями функции $\eta(1)$, и измерению величин η_n и l_n у двух близлежащих минимумов η , расположенных по координате 1 по обе стороны от границы раздела этих двух областей. Положение N_0 -го минимума функции $\eta(1)$ зависит от величины $\operatorname{tg} \delta$ и с уменьшением последней оно смещается в область высоких значений толщин 1 слоя исследуемой жидкости. По этой причине при измерениях ϵ', ϵ'' жидкостей со значениями $\operatorname{tg} \delta < 0.01$ и менее создаются определенные технические трудности, связанные с ограниченностью длины используемых измерительных ячеек. Чтобы расширить применимость рассматриваемого метода и на случай измерения свойств жидкостей с такими значениями $\operatorname{tg} \delta$, предложено использовать вводимый в цепь измерения трансформатор сопротивлений с коэффициентом трансформации $k < 1$. В общем случае трансформатор представляет набор четвертьвольновых плоских пластин из непоглощающих материалов. Его коэффициент трансформации k равен

$$k = \frac{(\epsilon_1 - p)(\epsilon_3 - p) \dots (\epsilon_{i-1} - p)}{(\epsilon_2 - p)(\epsilon_4 - p) \dots (\epsilon_i - p)}, \quad (1)$$

где $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \dots, \epsilon_i$ – значения диэлектрических проницаемостей материала пластин, последовательно расположенных у поверхности исследуемой жидкости; $p = \lambda/\lambda_0$; λ – длина волны в свободном пространстве; λ_0 – критическая длина волны, определяемая размерами используемой направляющей системы [3].

При наличии трансформатора сопротивлений между регулируемым слоем измеряемой жидкости и воздушной частью направляющей системы модуль коэффициента отражения волны ρ от такой слоистой системы равен

$$\rho = \left| \frac{kZth[i2\pi(1 - iy)l/\lambda_d] - Z_0}{kZth[i2\pi(1 - iy)l/\lambda_d] + Z_0} \right|, \quad (2)$$

где $\rho = (\eta-1)/(\eta+1)$; Z_0 – волновые сопротивления направляющей системы, заполненной, соответственно, воздухом и исследуемой жидкостью; λ_d – длина волны в направляющей системе, заполненной исследуемой жидкостью; $y = \operatorname{tg} \Delta/2$; $\Delta = \arctg \epsilon''/(\epsilon' - p)$ [3].

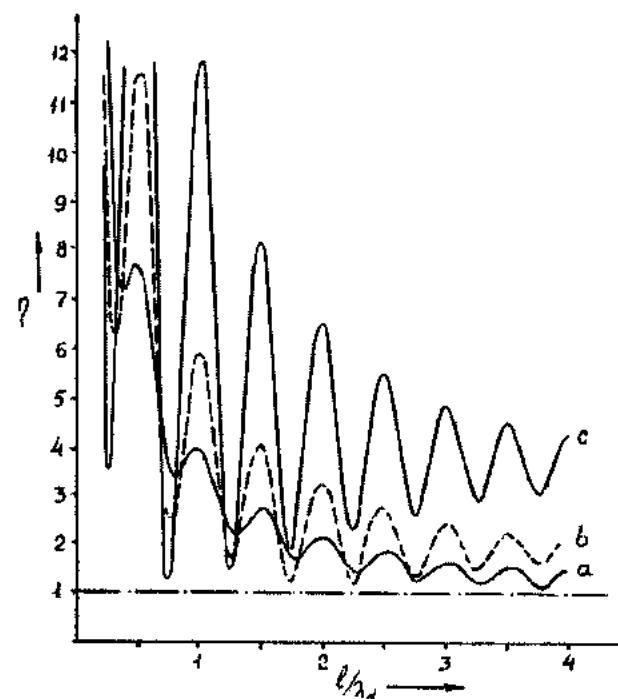


Рис. Зависимости коэффициентов стоячей волны η от толщины 1 отражающего слоя слабопоглощающей жидкости со значениями $\epsilon' = 2.50$, $\epsilon'' = 0.20$ при коэффициентах трансформации k равными 1.5 (а), 1.0 (б) и 0.5 (с). Длина волны $\lambda = 1.5$ см. Критическая длина волны волноводного тракта 2.3 см.

Исследования поведения зависимости η от l при малых значениях фактора диэлектрических потерь у показали, что граница раздела между аномальной и нормальной областями функции $\eta(l)$ существенно зависит при заданных значениях ϵ' , ϵ'' исследуемой жидкости от величины коэффициента трансформации k . С увеличением k граница смещается в сторону высоких значений l и реализуется при повышенных величинах N_0 по сравнению с величиной N_0 при $k = 1$. Обратная картина наблюдается при использовании трансформатора сопротивлений с $k < 1$ (см. рис.). Таким образом, ввод в цепь измерения трансформатора сопротивлений с $k < 1$ приближает измеряемую границу раздела аномальной и нормальной областей зависимости $\eta(l)$ слабопоглощающих жидкостей и, в этой связи, делает возможным ее наблюдение в заданном интервале варьирования толщины слоя вещества, а следовательно, позволяет расширить диапазон применимости разработанного в [1] метода при измерениях диэлектрических свойств слабопоглощающих жидкостей с пониженными значениями $\operatorname{tg}\delta$. Такой трансформатор сопротивлений может быть сформирован из системы пластин, в которой материалы четных номеров пластин имели бы более высокие значения диэлектрических проницаемостей по сравнению с нечетными номерами пластин. Наиболее технически легко реализуем и

удобен в эксплуатации трансформатор сопротивлений, у которого все пластины с четными номерами выполнены из одного и того же материала, а пластины с нечетными номерами заменены их воздушными аналогами. При числе диэлектрических пластин m в системе ее коэффициент трансформации будет равен $k = l(1-p)/(\epsilon-p)^m$, где ϵ – диэлектрическая проницаемость материала пластин.

Следует отметить, что при обратном расположении такого трансформатора сопротивлений по отношению к измеряемому объекту его коэффициент трансформации будет больше 1. В этом случае его можно при определенных допущениях использовать и при измерениях ϵ' , ϵ'' сильноглощающих веществ, у которых в отсутствии трансформатора сопротивлений из-за сильного затухания волны в слое вещества наблюдаются ограниченное число удобных для измерений экстремумов функции $\eta(l)$.

При наличии в цепи измерения трансформатора сопротивлений имеем с учетом данных работы [4], что значения l_1 , l_2 и η_1 , η_2 у двух близлежащих к N_0 минимумов η , лежащих соответственно в аномальной ($N_1 = N_0 - 1$) и в нормальной ($N_2 = N_0 + 1$) областях функции $\eta(l)$ определяются уравнениями

$$l_1 / \lambda_d = (2N_1 - 1) / 4 + \Delta_1 ; \quad l_2 / \lambda_d = (2N_2 - 1) / 4 + \Delta_2 \quad (3)$$

$$\eta_1 = \frac{1}{\eta_\infty} \operatorname{ctg} 2\pi x_1 y ; \quad \eta_2 = \eta_\infty \operatorname{th} 2\pi x_2 y ; \quad \eta_\infty = (1 + \rho_\infty)(1 - \rho_\infty) , \quad (4)$$

где $\Delta_1 = \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg}(B\eta_1\eta_\infty) ; \quad \Delta_2 = \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg}(B\eta_\infty/\eta_2)$ (5)

$$B = \frac{\sqrt{1 + 4A^2} - 1}{2A} ; \quad A = \frac{y}{(1 + y^2)^2 n^2 - (1 - y^2)k^2} ; \quad \rho_\infty = \sqrt{\frac{(k - n)^2 + n^2 y^2}{(k + n)^2 + n^2 y^2}} .$$

η_∞ , ρ_∞ – соответственно, коэффициенты стоячей волны и отражения волны при бесконечной толщине слоя жидкости; $n = (\lambda_b/\lambda_d)$ – коэффициент преломления вещества в направляющей системе; $\lambda_b = \lambda/\sqrt{1 - p}$ – длина волн в пустой направляющей системе [3,4].

Входящие в уравнения (3) – (5) значения n и y связаны с искомыми величинами ϵ' и ϵ'' известным выражениями

$$\epsilon' - p = n^2(1 - y^2)(1 - p) ; \quad \epsilon'' = 2n^2y(1 - p) \quad (6)$$

Полученная система уравнений при $k = 1$ совпадает с системой уравнений, рассмотренной в предыдущей нашей работе [1]. При $k \neq 1$ она отличается выражениями для A и ρ_∞ , в которые входит в качестве параметра величина k .

Из совместного решения уравнений (3) и (4) вытекает, что

$$n = \lambda_b \frac{1 + (\Delta_2 - \Delta_1)}{l_2 - l_1} ; \quad (7)$$

$$y = \frac{\ln[(\eta_\infty + \eta_2)/(\eta_\infty - \eta_2)] - \ln[(\eta_\infty\eta_1 + 1)/(\eta_\infty - \eta_1)]}{4\pi[1 + (\Delta_2 - \Delta_1)]} . \quad (8)$$

Входящие в уравнения (7),(8) l_1 , l_2 , η_1 и η_2 являются экспериментально измеряемыми параметрами и используются для расчета l и u , а по ним – величин ϵ' и ϵ'' . Алгоритм решения этих уравнений относительно l и u

аналогичен используемому в [1] и сводится к итерационной процедуре последовательного нахождения одного из искомых параметров при постоянстве другого.

- [1] Ч.О. Каджар, С.Р. Касимова. Fizika, 2000, т. 6, № 2, с. 41.
- [2] Э.Р. Касимов, С.Т. Азизов, Р.М. Касимов, Ч.О. Каджар. Известия АН Азербайджана, сер. физ.-техн. и мат. наук, 1995, № 5-6, с. 22 .
- [3] А.И. Харвей. Техника сверхвысоких частот, М. Сов. Радио, 1965.
- [4] Р.М. Касимов. Метрология, 1987, № 7, с. 42.

Ç.O. Qacar, S.R. Qasimova

ZƏIF UDUÇU MAYELƏRİN DİELEKTRİK ƏMSALININ MİKRODALĞADA ÖLÇÜLMƏSİNDE MÜQAVİMƏT TRANSFORMATORUNUN İSTİFADƏ EDİLMƏSİ

Gösterilmiştir ki, zəif uduçu mayelərin dielektrik xassələrinin ölçülməsində düşən şuların tam udma şəraiti yaxınlığında, durğun dalğa əmsali qiymətinin təcrübə tə'yininə əsaslanmış üsulunun tekniləşməsi məqsədile ölçmə zəncirində udmayan dördde bir dalğalı yastı layih sistem kimi müqavimətlərin transformatoru istifadə edilir.

Ch.O. Qajar, S.R. Kasimova

THE APPLICATION OF RESISTANCE TRANSFORMER AT MICROWAVE MEASUREMENTS OF DIELECTRIC COEFFICIENTS OF WEAKLY ABSORBING LIQUIDS

It was shown that input in measurement chain of resistance transformer in the form of the system from non-absorbing quarter wave plates extends the diapason of application of determination method of dielectric properties weakly absorbing liquids based on analysis of standing wave field at thickness of substance layer at which the conditions of full non-reflective absorption of radiation are carried out.

ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ СЛОИ $Pb_{1-x}Sn_xSe:In$

И.Р. НУРИЕВ, Х.Д. ДЖАЛИЛОВА, Н.В. ФАРАДЖЕВ, М.И. АБДУЛЛАЕВ

Институт Фотоэлектроники АН Азербайджана

370141, ул. Ф. Агаева, квартал 555

Методом молекулярно - лучевой эпитаксии выращены легированные индием эпитаксиальные слои $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($0,03 \leq x \leq 0,08$). Получены высокоомные,光очувствительные, стабильные по электрическим параметрам пленки, n- и p-типов проводимости, с концентрацией носителей заряда порядка $2+5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Обнаружен сдвиг максимума光очувствительности легированных эпитаксиальных слоев $Pb_{1-x}Sn_xSe:In$ в сторону коротких волн, который объясняется наличием донорного уровня индия, приводящего к уширению ширины запрещенной зоны E_g .

Широкий интерес к исследованию эпитаксиальных пленок соединений группы $A^{IV}B^{VI}$ обусловлен главным образом их применением в различных областях ИК-техники.

Сложность управляемости параметрами выращиваемых пленок и, следовательно, приборов, состоит, в первую очередь, в физико-химической специфике этих материалов, определяющей реальную структуру, тип проводимости и концентрацию носителей заряда слоев. В связи с этим необходима разработка оптимальной технологии выращивания эпитаксиальных пленок, пригодных для создания приборов. Эпитаксиальные слои селенида свинца и его твердых растворов с селенидом олова уже используется для создания ИК лазеров и приемников излучения [1,2]. Тем не менее, некоторые вопросы, связанные с получением совершенных эпитаксиальных слоев $Pb_{1-x}Sn_xSe$ с низкой концентрацией носителей требуют детального исследования.

В настоящей работе была поставлена задача получения высокоомных эпитаксиальных слоев $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($0,03 \leq x \leq 0,08$) легированных индием ($0,3+0,8$ вес.%) на подложках из BaF_2 (111), определения закономерности роста и исследования их фотоэлектрических свойств.

Пленки были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на стандартной вакуумной установке с рабочим давлением 10^{-4} Па. Для термического напыления пленок применялись графитовые Кнудсеновские ячейки.

Скорость конденсации задавалась температурой источника напыления. Структурное совершенство пленок контролировалось рентгенодифрактометрическим и электронно-микроскопическим методами.

Ранее [3], экспериментально нами было установлено, что получение пленок $Pb_{1-x}Sn_xSe$ с заданной низкой концентрацией носителей заряда и высокой стабильностью электрофизических параметров осуществимо именно при легировании их индием. Легирование проводилось в едином технологическом цикле в процессе роста пленок, а также при синтезе образцов, использованных в качестве источника.

Применением разработанной методики легирования донорной примесью In были получены высокоомные, с низкой концентрацией носителей заряда $2+5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью $2+3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{сек}$ толщиной $0,6+1,5$ мкм光очувствительные слои $Pb_{1-x}Sn_xSe:In$ n- и p-типов проводимости на подложках из BaF_2 (111).

Пленки на свежих сколах BaF_2 (111) с более совершенной структурой получались при температурах подложки 673 К и скоростях конденсации 7 Å/сек.

Измерение полуширины рентгенодифракционных кристаллических колебаний показали высокое структурное совершенство легированных индием эпитаксиальных слоев $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($W_{1/2}=120''$). Электронографическим и электронно-микроскопическим исследованиями подтверждены их однородность и отсутствие включения второй фазы (рис.1,а,б).

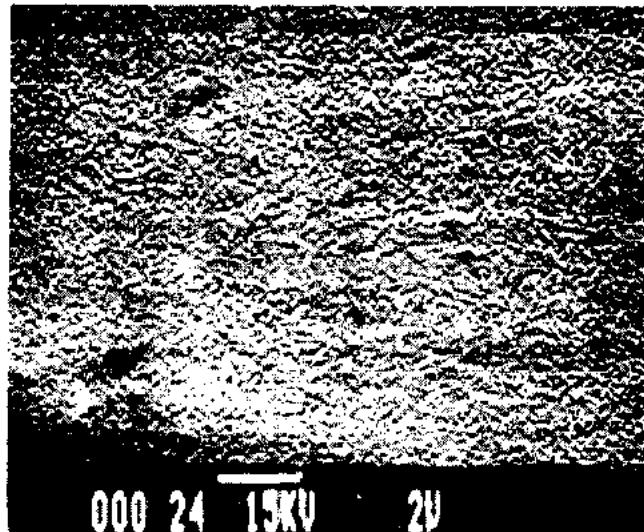
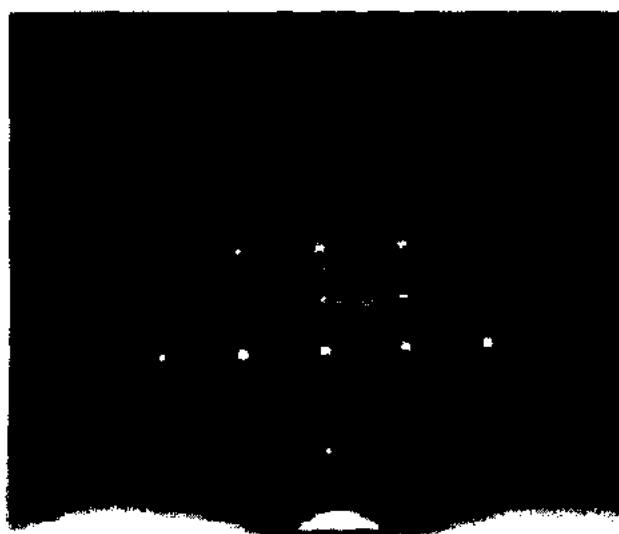


Рис. 1. Электронограмма (а) и электронно-микроскопический (б) снимок пленок $Pb_{1-x}Sn_xSe$.



Исследования относительного спектрального распределения фоточувствительности эпитаксиальных пленок Pb_{1-x}Sn_xSe проводились на установке, собранной на базе монохроматора "Цейс SPM-2" в интервале температур 80-200К.

Формирование чувствительных элементов осуществлялось применением метода фотолитографии. К пленкам припаивались контактные провода из золотой проволоки, при этом на контактные области предварительно наносился слой золота или индия для эпитаксиальных слоев p- и n-типа соответственно. Омичность контактов проверялась по вольтамперным характеристикам. Эпитаксиальные слои проявляют фоточувствительность при температуре ≤ 150 К. Вблизи края поглощения, когда глубина проникновения фотонов возрастает, и влияние поверхностной рекомбинации уменьшается, наблюдаются резкое увеличение фоточувствительности.

На рис.2 приведены спектральные распределения фоточувствительности для Pb_{0,93}Sn_{0,07}Se:In ($N_{In}=0,3$ вес.%, кривая 1) и Pb_{0,93}Sn_{0,07}Se ($N_{In}=0,8$ вес.%, кривая 2). Фоточувствительность однородная по всей поверхности слоев. Несомненным достоинством полученных эпитаксиальных слоев является низкий уровень шумов. Для эпитаксиальных слоев Pb_{1-x}Sn_xSe : In ($N_{In}=0,8$ вес%) наблюдается смещение максимума спектральной характеристики в коротковолновую область спектра, что объясняется

уширением ширины запрещенной зоны вследствие легирования. По максимуму спектральных характеристик определены величины запрещенной зоны: $E_g=0,144$ эВ, а по температурному смещению максимумов спектральных характеристик - температурный коэффициент ширины запрещенной зоны $dE_g/dT=4+4,3 \cdot 10^{-4}$ эВ/К.

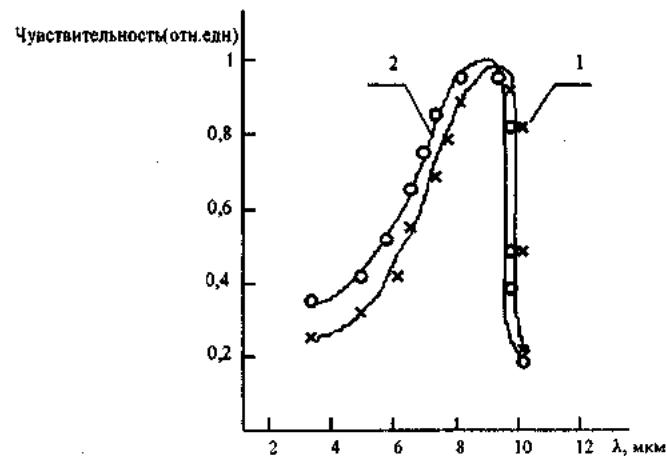


Рис.2. Спектральная характеристика эпитаксиальных пленок p-Pb_{0,93}Sn_{0,07}Se:In (0,3 вес.%, кривая 1) и p-Pb_{0,93}Sn_{0,07}Se (0,8 вес.%, кривая 2).

- [1] Зарубежная Электронная Техника, Россия, 1977, 13, с.3-60.
- [2] D.K.Hohke, H.Holloway, K.F.Yeung and M.Hurley. Appl. Phys. Lett., 1976, 29, p.98.
- [3] E.Yu.Salaev, I.R.Nuriyev, Ch.J.Jalilova, N.V.Faradjev. Peculiarities of growth and electro-physical properties of

epitaxial films of Pb_{1-x}Sn_xSe:In. International conference on Photoelectronics and Night Vision Devices, 1999, Moscow, Russia, State Scientific Center of the Russia Federation RD&P. Center ORION, pp.164-166.

H.R. Nuriyev, X.C. Cəlilova, N.V. Fərəcov, M.I. Abdullayev

İNDİUMLA LEGİRƏ OLUNMUŞ FOTOHƏSSAS Pb_{1-x}Sn_xSe EPİTAKSİAL TƏBƏQƏLƏRİ

Molekulyar dəstədən kondensasiya metodu ilə yüksək omlu, n- və p-tip keçiriciliyi malik, yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $2+5 \cdot 10^{16}$ sm⁻³ qiymətində olan indiumla aşqarlanmış fotohəssas Pb_{1-x}Sn_xSe epitaksiyal təbəqələri alınmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, epitaksiyal təbəqələrin fotohəssashlıq eyrisinin maksimumu aşqarlanmanın faizi artırıqca qısa dalgalara töref sürüşür. Bu, aşqarlanma neticəsində qadağan olunmuş zolağın eninin böyülməsi ilə izah olunur.

H.R. Nuriyev, Kh.D. Jalilova, N.V. Faradjev, M.I. Abdullayev

PHOTORESITIVE INDIUM-DOPED Pb_{1-x}Sn_xSe EPITAXIAL LAYERS

Experimental data on the photoconductivity of indium-doped Pb_{1-x}Sn_xSe ($0,03 \leq x \leq 0,08$) epitaxial layers are presented. The influence of indium impurity Pb_{1-x}Sn_xSe leads to displacement of the spectral maximum of photosensitivity in the short-wave range of spectrum owing to increasing the width band gap in In-doped Pb_{1-x}Sn_xSe solid solution.

ВЛИЯНИЕ ПРОНИКАЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОННЫЙ СПЕКТР КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО РЗЭ И ГЕРМАНИЕМ

Э.А. ДЖАФАРОВА

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

Исследованы кристаллы БЗП кремния, легированные РЗЭ (D_y, E_r) и Ge, подвергнутые облучению γ -квантами. Из спектров ИК-поглощения не обнаружено оптической активности, связанной с какими-либо скоплениями атомов РЗЭ или германия. Емкостные измерения барьеров Шоттки, изготовленных на основе Si (D_y, E_r, Ge) указали на отсутствие электрически активных центров. Анализ спектров DLTS показал, что для всех кристаллов Si (D_y, E_r, Ge) обнаруживается один уровень $E_c - 0.155$ эВ с сечением захвата $\sigma_n = 6.3 \cdot 10^{-16}$ см², имеющий концентрацию $10^{11} - 10^{12}$ см⁻³. Облучение γ -квантами приводит к образованию одинаковых радиационных дефектов (РД) с $E_c - 0.145$ эВ ($\sigma_n = 10^{-15}$ см²) и $E_c - 0.310$ эВ ($\sigma_n = 2.4 \cdot 10^{-16}$ см²) и их концентрации выше дозы $1.0 \cdot 10^{17}$ кв·см⁻² почти одинаковы. Отсутствие какого-либо различия в скорости образования РД в легированных РЗЭ и Ge и контрольных образцах Si объясняется малостью концентрации введенной примеси.

Одной из важнейших задач полупроводникового приборостроения является повышение времени функционирования, которое связано, как с идеологией компоновки прибора, так и с устойчивостью материала к воздействию внешних факторов и, в первую очередь, к ионизирующему и тепловым.

Наиболее перспективным направлением решения этой проблемы является введение в объем полупроводникового кристалла, используемого в приборе, специальных центров рекомбинации, снижающих, с одной стороны, как стоки избыточных электрон-дырочных пар, а, с другой стороны, как фактор, повышающий пороговую энергию дефектообразования. К таким центрам следует отнести примесные комплексы, в частности, на основе редкоземельных элементов [1-6] и изовалентных примесей [7-10].

В последнее время опубликован ряд работ, касающихся как элемента, которым легируется кремний, а также механизма, благодаря которому реализуется радиационная стойкость [11,12]. В большинстве случаев объектом исследования является p-Si, выращенный методом Чохральского. Представляет интерес изучение на предмет радиационной стойкости n-Si, выращенного методом быстригельной зонной плавки (БЗП), отличающегося пониженным содержанием в нем кислорода. Целью настоящей работы является исследование радиационного дефектообразования в БЗП n-Si, легированном диспрози-

ем, эрбием, а также германием при облучении его малыми дозами γ -квантов.

Монокристаллы кремния диаметром 45-65 мм n-типа проводимости с удельным электрическим сопротивлением 100-500 Ом·см выращивались методом БЗП в атмосфере аргона при избыточном давлении $5 \cdot 10^2$ Па. Введение редкоземельных элементов диспрозия и эрбия производилась в процессе формирования поликристаллических стержней с последующим выращиванием бездислокационных кристаллов из них. Введение германия производили непосредственно при выращивании бездислокационных монокристаллов кремния. Процесс выращивания монокристаллов производили на установке БЗП "Кристалл 109М", отличающейся наивысшими условиями аппаратурной стерильности. Концентрацию вводимых легирующих примесей оценивали расчетным путем, и она составила для диспрозия и эрбия величину $\sim 1 \cdot 10^{14}$ ат/см³ и $\sim 1 \cdot 10^{16}$ ат/см³ для германия. Дополнительно концентрация РЗЭ определялась методом рентгено-флюоресцентного анализа и показала величины, сопоставимые с расчетными. Были исследованы 4 слитка n-Si, исходные параметры которых приведены в табл.1. Слитки были разрезаны на пластины толщиной 1,1 мм. Для оптических измерений обе стороны полировались. Измерения спектров ИК-поглощения производились в 2-х лучевой схеме (Specord IR - 75) при 300 К.

Таблица 1. Данные слитков по сертификатам

№ слитка	Состав кристалла	Кристаллографическое направление	Удельное сопротивление, Ом·см	Время жизни, мкс	Примечание
1	Si	<100>	497-368	1480-1630	свиры отсутствуют
2	Si(D_y)	<111>	130-286	2100-2900	дислокации и свиры отсутствуют
3	Si(E_r)	<111>	110-138	750-800	свиры и дислокации отсутствуют
4	Si(Ge)	<111>	350-505	1200	Бездислокационный

Для измерения концентрации и параметров глубоких уровней (ГУ) на пластинах кремния были нанесены омические контакты и изготовлены барьеры Шоттки. При создании контактов нагрев пластин кремния не превышал 100 °C. Облучение Si пластин производилось до изготовления структур при 300 К γ -квантами от источника ^{60}Co интенсивностью $I=1.37 \cdot 10^{13}$ квант/см²·с в течение

10,50 и 120 минут; дозы облучения составляли $8.2 \cdot 10^{15}$; $4.1 \cdot 10^{16}$ и $1.0 \cdot 10^{17}$ квант·см⁻².

Из спектров ИК-поглощения исследованных кристаллов следует, что концентрация оптически активного кислорода в них не превышает 10^{16} см⁻³. Концентрация углерода, определенная по поглощению в области 610 см⁻¹, находится ниже чувствительности метода.

Таким образом, все исследованные кристаллы имеют оптические свойства, характерные для кремния, выращенного методом бестигельной зонной плавки, не проявляя оптической активности, характерной для Si с введенной примесью РЭ, что может иметь место при низких концентрациях последних [3]. Оптическая картина всех кристаллов после облучения не изменилась.

Из вольтфарадных зависимостей при 300 К определена эффективная концентрация ионизированных центров, которая остается практически неизменной в пределах разброса от образца к образцу до и после облучения (см.

табл.2). Сравнение полученной концентрации в исходном Si с паспортными данными об удельном сопротивлении говорит об их хорошем согласии для всех слитков кроме слитка № 3. Измерения DLTS проводились на автоматической установке, работающей по принципу двойного стробирования с чувствительностью -10^4 от концентрации мелкой примеси. В рамках настоящей работы анализировались глубокие состояния в верхней половине запрещенной зоны (ловушки основных носителей заряда, в данном случае электронов).

Таблица 2. Эффективная концентрация ионизированных центров при $T=300$ К, см^{-3}

№ слитка	Состав кристалла	Исходная концентрация, см^{-3}	Доза облучения гамма-квантами, квант/ см^2		
			$8.2 \cdot 10^{15}$	$4.1 \cdot 10^{16}$	$1.0 \cdot 10^{17}$
1	Si	$1.0 \cdot 10^{13}$	$1.3 \cdot 10^{13}$	$0.9 \cdot 10^{13}$	$1.2 \cdot 10^{13}$
2	Si(D _y)	$3.5 \cdot 10^{13}$	$3.8 \cdot 10^{13}$	$3.01 \cdot 10^{13}$	$2.9 \cdot 10^{13}$
3	Si(E _y)	$3.9 \cdot 10^{13}$	$4.6 \cdot 10^{13}$	$4.4 \cdot 10^{13}$	$4.4 \cdot 10^{13}$
4	Si(Ge)	$1.0 \cdot 10^{13}$	$1.0 \cdot 10^{13}$	$1.3 \cdot 10^{13}$	$1.4 \cdot 10^{13}$

Во всех слитках исходного кремния на спектре DLTS обнаруживается один пик, связанный с глубоким уровнем

$E_c - 0.155$ эВ сечением захвата электронов $\sigma_h = 6.3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ (рис.1). Концентрация его не велика $\sim 10^{11}-10^{12} \text{ см}^{-3}$ (табл.3).

Таблица 3. Содержание центра $E - 0.155$, см^{-3}

№ слитка	Состав кристалла	Исходная концентрация, см^{-3}	Доза облучения, квант/ см^2		
			$8.2 \cdot 10^{15}$	$4.1 \cdot 10^{16}$	$1.0 \cdot 10^{17}$
1	Si	$4.1 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{11}$	-	-
2	Si(D _y)	$1.0 \cdot 10^{12}$	$4.8 \cdot 10^{11}$	-	-
3	Si(E _y)	$1.1 \cdot 10^{12}$	$7.0 \cdot 10^{11}$	-	-
4	Si(Ge)	$1.4 \cdot 10^{11}$	$4.5 \cdot 10^{11}$	-	-

Облучение γ -квантами приводит к образованию радиационных дефектов, основными из которых в верхней половине запрещенной зоны являются уровни $E_c - 0.145$ эВ ($\sigma_n = 10^{15} \text{ см}^2$) и $E_c - 0.310$ эВ ($\sigma_n = 2.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^2$). Типичный спектр DLTS облученного образца приведен на рис.2. Эти центры представляют собой, по-видимому, вакансии-

связан с комплексом междуузельный-узельный углерод C_1-C_3 [1,2]. Появление этого дефекта при малых дозах облучения (табл.4) незаметно на фоне центра $E_c - 0.155$, содержащегося в исходном Si и начинает преобладать при дозе $4.1 \cdot 10^{16} \text{ см}^2$. Уровень $E_c - 0.310$ заметен уже при

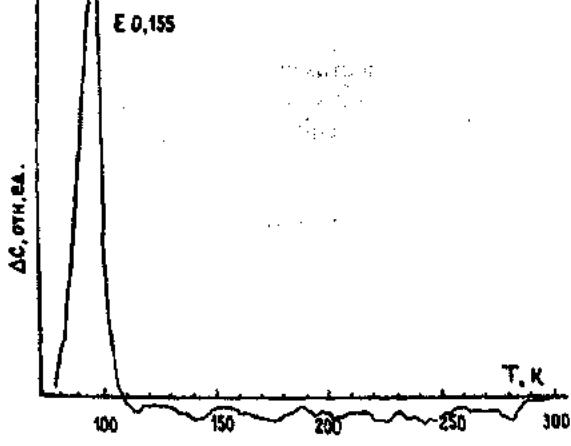


Рис.1. Типичный спектр DLTS диода Шоттки, изготовленного из исходного материала до облучения.

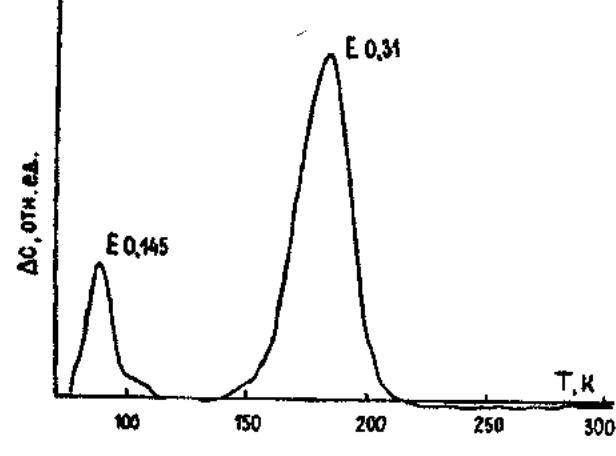


Рис.2. Типичный спектр DLTS диода Шоттки, изготовленного из кремния, облученного γ -квантами с дозой 10^{17} кв/см².

-примесные комплексы. Ловушки $E_c - 0.145$ по энергии несколько меньше, чем обычно возникающий в кислородосодержащем Si A-центр ($E - 0.170$) [13] и может быть

наименьшей из использованных доз облучения, постепенно возрастая по концентрации с ростом дозы (табл.5).

Таблица 4. Концентрация радиационного дефекта $E - 0.145$, см^{-3}

№ слитка	Состав кристалла	Исходная концентрация, см^{-3}	Доза облучения гамма-квантами, квант/ см^2		
			$8.2 \cdot 10^{15}$	$4.1 \cdot 10^{16}$	$1.0 \cdot 10^{17}$
1	Si	-	-	$1.4 \cdot 10^{12}$	$4.6 \cdot 10^{12}$
2	Si(D _y)	-	-	$1.2 \cdot 10^{12}$	$4.1 \cdot 10^{12}$
3	Si(E _r)	-	-	$1.6 \cdot 10^{12}$	$4.2 \cdot 10^{12}$
4	Si(Ge)	-	-	$1.6 \cdot 10^{12}$	$7.0 \cdot 10^{12}$

Таблица 5. Концентрация дефекта $E - 0.31$, см^{-3}

№ слитка	Состав кристалла	Исходная концентрация, см^{-3}	Доза облучения гамма-квантами, квант/ см^2		
			$8.2 \cdot 10^{15}$	$4.1 \cdot 10^{16}$	$1.0 \cdot 10^{17}$
1	Si	-	$2.0 \cdot 10^{11}$	$2.8 \cdot 10^{12}$	$7.0 \cdot 10^{12}$
2	Si(D _y)	-	$2.0 \cdot 10^{10}$	$1.2 \cdot 10^{12}$	$4.6 \cdot 10^{12}$
3	Si(E _r)	-	$1.6 \cdot 10^{11}$	$1.6 \cdot 10^{12}$	$5.7 \cdot 10^{12}$
4	Si(Ge)	-	$6.0 \cdot 10^{10}$	$2.0 \cdot 10^{12}$	$7.6 \cdot 10^{12}$

Центр этот наблюдался в работе [14], где полагали, что он представляет собой комплекс дивакансии с фосфором. Концентрация ловушки $E_c - 0.310$ довольно сильно различается для разных слитков, облученных малой дозой, и очень близка в образцах, облученных большой дозой. На рис.3 приведена зависимость количества дефектов $E_c - 0.310$ от дозы облучения, из которой видно, что скорость введе-

Следует отметить, что концентрация РЗЭ и германия, несмотря на регистрируемые изменения в поведении монокристаллического кремния (увеличение величины времени жизни в н.з., снижение содержания углерода и кислорода), все же являются недостаточными для увеличения устойчивости к воздействию внешних факторов.

На основании приведенных выше экспериментальных результатов можно сделать следующие выводы:

- Легирование БЗП n-Si эрбием, диспрозием и германием в вышеуказанных концентрациях не приводит к появлению электрически активных центров. Наличие уровня $E_c - 0.155$ эВ, обнаруженного во всех слитках, включая и контрольный, можно интерпретировать как уровень неконтролируемой примеси, специфичный для данной установки выращивания Si.
- Спектры ИК-поглощения указывают на низкое содержание кислорода и углерода, характерное для кристаллов, выращенных методом бестигельной зонной плавки. Оптической активности, связанной с какими-либо скоплениями атомов РЗЭ или германия, не обнаружено. Одной из вероятных причин этого может быть малая концентрация легирования кремния РЗЭ.
- Благоприятное воздействие используемых легирующих примесей на электрофизические параметры кремния проявилось в достижении более высоких значений величины времени жизни (ВЖ) неосновных носителей заряда по сравнению с нелегированным кремнием. Учет пониженного содержания примесей углерода и кислорода в ИК-активной форме и высокие значения ВЖ позволяют предположить некоторую перестройку центров рекомбинации в сторону их увеличения, следовательно, и снижения концентрации.
- Отсутствие какого-либо различия в скорости образования радиационных дефектов в легированных РЗЭ и германием и контрольных образцах, как это наблюдалось ранее для других РЗЭ и изоэлектронных примесей в Si, можно объяснить малостью концентрации введенной примеси.

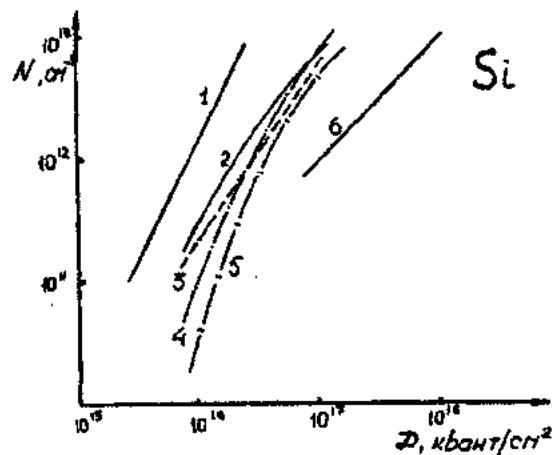


Рис. 3. Дозовая зависимость концентрации радиационного дефекта $E - 0.31$ для образцов: 2 - Si, 3 - Si(D_y), 4 - Si(E_r), 5 - Si(Ge); 1 и 6 - теоретические кривые: 1 - $N \sim D^2$, 6 - $N \sim D$.

ния последних в разных слитках близка: при малых дозах она суперлинейна (приблизительно квадратичная), при больших дозах стремится к линейной зависимости. Концентрация E - центра в исследованных образцах не превышает 10^{10} см^{-3} . Это связано, вероятно, с малой концентрацией мелких доноров.

Таким образом, DLTS показали, что во всех слитках после γ -излучения образуются одинаковые РД, и их концентрации после дозы $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ примерно одинаковы.

[1] В.В. Петров, В.С. Просолович. ЖПС, №6, 1987, с. 1021-1024.

[2] С.С. Худойбердыев, Ю.А. Карпов, С.В. Музаппаров, Д.Э. Назыров. Электрические свойства эрбия в

- кремний, Кн. Исследования по физике твердого тела и материаловедения, Ташкент, 1988, с.21-23.
- [3] **Д.И.Бринкевич, В.В.Петров, В.С.Просолович, Ю.В.Трубицын, К.В. Харченко, В.Ю. Явид.** Влияние редкоземельных элементов на радиационное дефектообразование в кремний p-типа, выращенном методом бестигельной зонной плавки. В кн. "Проблемы создания полупроводниковых приборов, И.С. и РЭА на их основе, стойких к ВВФ". Тезисы докладов V межотраслевого семинара 9-14 сентября 1991, М., 1991, часть 1, с.39-40.
- [4] **Н.Т. Багреев, Д.Е. Онопко, А.И. Рыскин.** ФТП, 1996, т. 30, в. 10, с. 1855.
- [5] **В.Ф.Мастеров, Ф.С.Насрединов, П.П. Серегин.** ФТП, 1998, т. 32, № 6, с. 708.
- [6] **В.В. Емцев, В.В. Емцев (мл.), Д.С. Полоскин.** ФТП, 1999, т. 33, № 6, с. 649.
- [7] **В.Б.Нейманш, М.Г. Соснин, Б.М. Туровский, В.И. Шаховцев, В.Л.Шиндич.** ФТП, 1982, т.16, вып., с.901-903.
- [8] **М.Я.Дашевский, Д.Н. Корляков, В.А. Миляев, В.А. Никитин.** ФТП, т. 22, вып. 6, 1998, с. 1146-1149.

- [9] **Ю.В.Трубицын, В.И.Анценес, К.Н.Неймарк, Э.С.Фелькевич, И.Ф. Червоный.** Исследование радиационной стойкости монокристаллов бестигельного кремния, легированного германием. В кн. "Проблемы создания полупроводниковых приборов ИС и РЭА на их основе, стойких к воздействию ВФ". Тезисы докладов V межотраслевого семинара 9-14 сентября 1991 г., М., 1991, часть 1, с. 48-49.
- [10] **Л.Н.Хруненко, В.Н.Шаховцев, В.В.Шумов.** ФТП, 1998, т. 32, в. 2, с. 132.
- [11] **В.Е. Бустов, В.Н. Шаховцев, В.Л. Шиндич.** Препринт №20 Института физики АН УССР, Киев,1998.
- [12] **Д.Э. Назыров, А.Р. Регель, Г.С. Куликов.** Препринт № 1122 ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР, Ленинград, 1987.
- [13] **М. Бургуев, М. Ланно.** Точечные дефекты в полупроводниках, Экспериментальные аспекты, М., Мир, 1985.
- [14] **А.А. Лебедев, И.А. Султанов, В. Экке.** ФТП, 1987, т.21, в.1, с.18-22.

E.Ə. Cəfərova

Ge VƏ NADİR TORPAQ ELEMENTLƏRİ İLƏ LEQİRƏLƏNMİŞ SİLİSİUM ELEKTRON SPEKTRİNƏ ŞÜALANMANIN TƏ'SİRİ

Silisiumun BZP yolu ile alınmış Ge və nadir torpaq elementləri (D_y , E_r) ilə leqirələnmiş və γ kvantlarla şüalandırılmış kristalları tədqiq edilmişdir. Infragirmizi uduşmanın spektrinde nadir torpaq elementlerinin və Ge-un atomlarının toplusu ilə əlaqəli optik aktivitlik müşahidə olunmayıb. $Si < D_y, E_r, Ge >$ əsasında hazırlanmış Şottki baryeri əsasında tutum ölçmələri elektrik aktiv mərkəzlerinin olmadığını göstərir. DLTS spektrlərinin analizi göstərir ki, bunun $Si < D_y, E_r, Ge >$ kristalları üçün zərbətəmənin effektiv kəsiyinin sahəsi $\sigma_n = 6.3 \cdot 10^{-16} \text{ sm}^2$ konsentrasiyası; $10^{11} - 10^{12} \text{ sm}^{-3}$ bir seviyye $E_c = 0.155 \text{ eV}$ müşahidə olunur. γ kvantlarla şüalanma eyni radiasiya defektlərinin $E_c = 0.145 \text{ eV}$ ($\sigma_n = 10^{-15} \text{ sm}^2$) və $E_c = 0.310 \text{ eV}$ ($\sigma_n = 2.4 \cdot 10^{-16} \text{ sm}^2$) $1.0 \cdot 10^{17} \text{ yv} \cdot \text{sm}^{-2}$ yaratmasına getirir və γ kvantlarının $1.0 \cdot 10^{17} \text{ yv} / \text{sm}^2$ -dən yüksək dozasında onların konsentrasiyası təqrirən eynidir. Nadir torpaq elementləri və Ge ilə leqirələnmiş Si-də və kontrol nümunədə radiasiya defektlərinin əmələ gəlmə sür'ətlərində müxtəlifliyin olmaması daxil edilmiş aşqarların konsentrasiyasının kiçikliyi ilə izah olunur.

E.A. Jafarova

THE RADIATION DAMAGES IN ZONE MELTING n-SILICON DOPED BY D_y , E_r AND Ge

The crystals of zone melting Si doped by rare- earth elements, REE (D_y , E_r) and Ge, and exposed by γ -ray from ^{60}Co were researched. In infrared absorb spectra didn't found optical activity connected of some REE or Ge atoms concentrations. The capacity measurements of the Shottky barrier fabricated on the basis of the Si (D_y , E_r , Ge) are shown the absence of electrical activity centers. The analysis of DLTS spectra are pointed for all crystals of the Si on one level $E_c = 0.155 \text{ eV}$ with capture section $\sigma_n = 6.3 \cdot 10^{-16} \text{ sm}^2$ and $10^{11} - 10^{12} \text{ sm}^{-3}$ concentration. The explosion of γ -ray is made of the formation of the same radiation defects with $E_c = 145 \text{ eV}$ ($\sigma_n = 10^{-15} \text{ sm}^2$) and $E_c = 0.310 \text{ eV}$ ($\sigma_n = 2.4 \cdot 10^{-16} \text{ sm}^2$) and on top of dose $1.0 \cdot 10^{17} \text{ yv} / \text{sm}^2$ their concentration are equally. The absence some difference of the formation RD in all Si patterns is explained by small concentration doped elements.

РАВНОВЕСНЫЕ КОНЦЕНТРАЦИИ РАСПЛАВА ГЕРМАНИЙ-КРЕМНИЙ, НЕПРЕРЫВНО ПОДПИТЫВАЕМОГО КРЕМНИЕМ, ПРИ ВЫРАЩИВАНИИ ОДНОРОДНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Г.Х. АЖДАРОВ, Э.С. ГУСЕЙНОВА, С.М. БАГИРОВА

Институт Физики АН Азербайджана

370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33

Определены условия для выращивания полностью однородных кристаллов системы Ge-Si при непрерывной подпитке расплава кремнием. Установлена теоретическая зависимость равновесной концентрации расплава Ge-Si от соотношения скоростей кристаллизации и подпитки расплава. Проведен анализ полученных результатов.

Твердые растворы системы германий-кремний, компоненты которой составляют базу современной микрэлектроники, занимают лидирующее положение в ряду полупроводниковых бинарных систем. Основной целью технологии кристаллов твердых растворов является обеспечение монокристалличности и однородности состава материала. Наиболее успешным и часто применяемым для выращивания массивных монокристаллов системы германий-кремний является метод Чохральского. В течение последних лет этим методом были выращены монокристаллы, охватывающие по составу практически весь непрерывный ряд твердых растворов $Ge_{1-x}Si_x$ [1-6]. Однако, во всех этих монокристаллах соотношение концентраций компонентов монотонно изменяется вдоль направления роста. Максимальная концентрация кремния в начальной части кристалла убывает практически до нуля на конечном участке. Такой характер изменения композиции кристалла связан с существенной сегрегацией компонентов в процессе кристаллизации, которая приводит к непрерывному и сложному изменению состава расплава $Ge_{1-x}Si_x$. Существуют различные методы, позволяющие компенсировать изменение состава расплава бинарных систем в процессе роста кристалла. К числу наиболее распространенных относятся методы твердой и жидкой подпитки расплава, метод плавающего тигля, выращивание из большого объема и т.п. [7]. Для получения однородных монокристаллов системы $Ge_{1-x}Si_x$, с точки зрения практического осуществления, наиболее целесообразным является метод твердой подпитки расплава вторым компонентом (Si) [3, 8].

Настоящая работа посвящена установлению зависимости равновесной (неизменной) концентрации расплава Ge-Si от соотношения скорости её кристаллизации и подпитывания кремнием. Целью является определение оптимальных значений операционных параметров для выращивания однородных монокристаллов $Ge_{1-x}Si_x$ с заданным составом.

На рис.1 представлена схематическая картина выращивания кристаллов твердых растворов методом подпитки вторым компонентом. С момента роста монокристалла $Ge_{1-x}Si_x$ (1) в расплав (3) вводится стержень кремния (2). В течении всего периода выращивания скорости кристаллизации и подпитывания расплава поддерживаются постоянными.

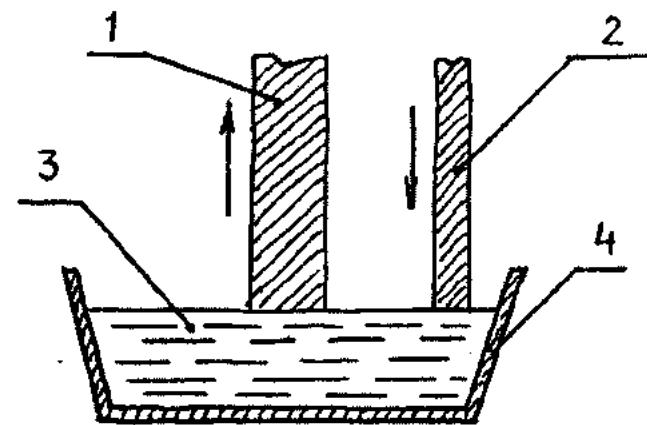


Рис. 1. Схема выращивания кристаллов Ge-Si методом подпитки вторым компонентом (Si). 1 – растущий кристалл; 2 – подпитывающий слиток; 3 – расплав; 4 – тигель.

Задачу решали при следующих стандартных условиях: на фронте кристаллизации существует равновесие между твердой и жидкой фазами; фронт кристаллизации плоский; диффузия компонентов в расплаве протекает достаточно быстро и обеспечивает однородность жидкой фазы по всему объему; диффузия атомов Ge и Si в твердой фазе пренебрежимо мала; растворение подпитывающего стержня кремния осуществляется полностью после погружения его в расплав. Отметим, что в системе Ge-Si все эти условия практически выполняются при скоростях роста кристалла менее 5 мм/ч [6, 9].

Ниже введены следующие обозначения: V_p^0 и V_p - объемы расплава в тигле в начальный и текущий моменты; V_k и V_{Si} - объемы кристаллизующегося расплава и растворяющегося кремниевого стержня в единицу времени соответственно; C_p и C_k - концентрации (атомные фракции) кремния в расплаве и кристалле соответственно; C - общее количество кремния в расплаве; K_s - равновесный коэффициент сегregationии кремния; t - время.

С принятими выше обозначениями мы имеем:

$$C_p = \frac{C}{V_p} \quad \text{и} \quad \frac{dC_p}{dt} = \frac{\dot{C} V_p - \dot{V}_p C}{V_p^2} = \frac{\dot{C} - \dot{V}_p C_p}{V_p} \quad (1)$$

По условию задачи считаем, что V_k и V_{Si} не зависят от времени и по определению $C_k = C_p K_0$. Тогда для V_p , \dot{V}_p и \dot{C} справедливы следующие выражения:

$$V_p = V_p^0 - (V_k - V_{Si}) t \quad , \quad \dot{V}_p = -V_k + V_{Si} \quad , \quad \dot{C} = -V_k C_p K_0 + V_{Si} \quad . \quad (2)$$

Условием роста кристалла твердого раствора с однородным составом является неизменность C_p в процессе всего цикла кристаллизации. Для этого случая из уравнений (1) и (2) имеем

$$\frac{dC_p}{dt} = 0 \quad \dot{C} - \dot{V}_p C_p = 0$$

и

$$C_p^* = \frac{\alpha}{K_0 - 1 + \alpha} \quad , \quad C_k^* = \frac{K_0 \alpha}{K_0 - 1 + \alpha} \quad (3)$$

Здесь введено обозначение $\alpha = V_{Si}/V_k$, определяющее соотношение скоростей подпитки и кристаллизации расплава.

Анализ уравнения (3) показывает возможность роста однородных кристаллов с концентрацией C_k^* при непрерывной подпитке расплава вторым компонентом с $K_0 \geq 1$ и постоянном значении α . Если концентрация расплава C_p^* в момент начала кристаллизации с заданным α удовлетворяет уравнению (3), тогда обеспечивается рост полностью однородного кристалла по всей длине. Согласно уравнению (3), определение зависимости равновесной концентрации расплава C_p^* и состава однородных кристаллов C_k^* от α требует знания K_0 во всем интервале концентраций компонентов. Рис.2 демонстрирует зависимость равновесного коэффициента распределения кремния K_0 от x , построенную по данным диаграммы состояния системы $Ge_{1-x}Si_x$ [10]. Как видно $K_0 \geq 1$ и изменяется с составом сложным образом от 6.35 при $x=0$ до 1 при $x=1$. Задавая C_k^* и определяя из рис.2 соответствующее значение K_0 , из уравнения (3) находим α . Расчитанные таким образом значения α при различных заданных C_k^* в интервале $0 \leq x \leq 1$ определяют графики зависимости C_k^* и $C_p^* = C_k^*/K_0$ от α . На рис.3 представлены эти графики, которые показывают возможность выращивания полностью однородных кристаллов $Ge_{1-x}Si_x$ во всем интервале композиций от $x=0$ до $x=1$, используя метод непрерывной подпитки расплава кремнием. Графики определяют стартовый состав расплава C_p^* и соотношение скоростей подпитывания и кристаллизации расплава α для выращивания однородного кристалла $Ge_{1-x}Si_x$ с заданным значением x . Примечательной особенностью графиков C_k^* и C_p^* является то, что при $\alpha \geq 0.77$ равновесный состав стартового расплава соответствует чистому кремнию. Т.е. при $\alpha > 0.77$, равновесное состоя-

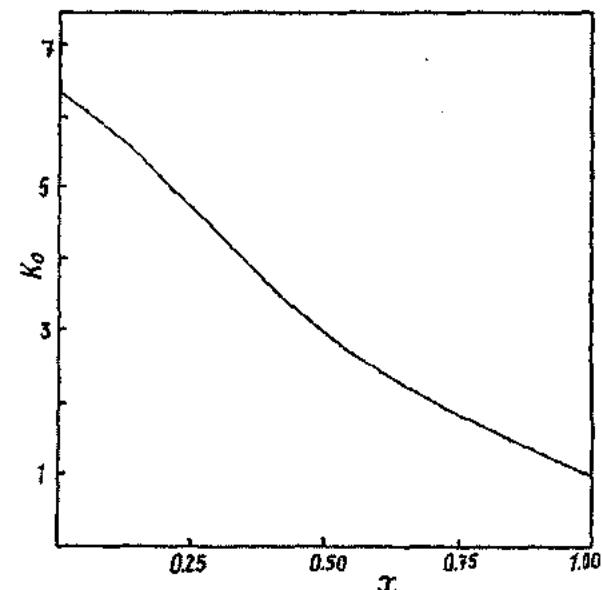


Рис.2. Зависимость равновесного коэффициента сегрегации кремния K_0 от состава x , построенная по данным диаграммы состояния системы $Ge_{1-x}Si_x$ [10].

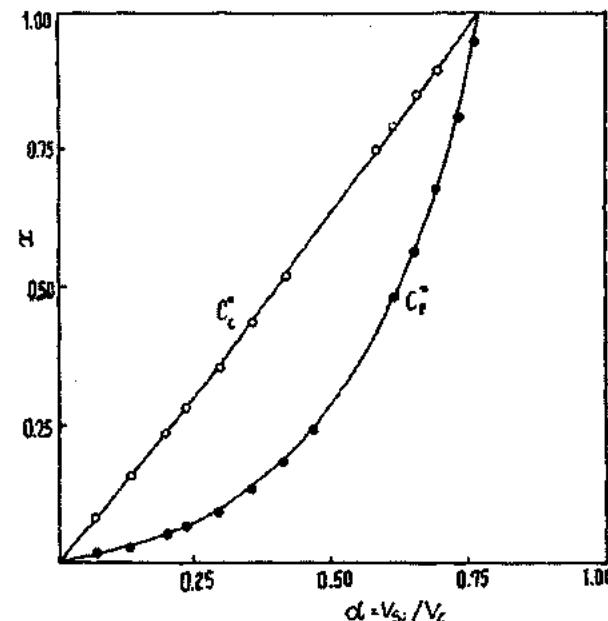


Рис. 3. Зависимости однородной концентрации кристалла германий-кремний C_k^* и равновесной концентрации расплава C_p^* от соотношения скоростей подпитывания и кристаллизации расплава α .

ние отвечает выращиванию только чистого кремния. Поэтому, все составы полностью однородных кристаллов от $x=0$ до $x=1$ могут быть выращены в интервале значений α от ~ 0 до ~ 0.77 .

На основе вышеизложенных результатов исследований, можно сделать следующее заключение. Полностью однородные кристаллы твердых растворов Ge-Si во всём

непрерывном ряду композиций можно выращивать методом непрерывной подпитки расплава кремнием. Установленная теоретическая зависимость C_k^* от α определяет стартовый состав расплава и соответствующее значение соотношения скоростей подпитывания и кристаллизации расплава для получения однородного кристалла с данной композицией.

- [1] I. Yonenaga. J.Crystal Growth, 1999, 198/199, p.404.
- [2] I. Yonenaga, M. Nonaka. J. Crystal Growth, 1998, 191, p. 393.
- [3] N.V.Abrosov, S.N.Rossolenko, W.Thieme, A.Gerhardt, W.Schoeder. J.Crystal Growth, 1997, 174, p.182.
- [4] N.V.Abrosov, S.N.Rossolenko, V. Alex, A.Gerhardt, W.Schoeder. J.Crystal Growth, 1996, 166, p.657.
- [5] I. Yonenaga, A.Matsui, S.Tozawa, K.Sumino, T.Fukuda. J.Crystal Growth, 1995, 154, p.275.
- [6] П.Г.Аждаров, Н.А.Агаев. Неорганические материалы, 1999, т.35, №8, с.903.
- [7] В.М. Глазов, В.С. Земсков. В кн.“Физико-химические основы легирования полупроводников. Москва, “Наука”, 1967, с.371.
- [8] Н.А.Агаев, В.В.Мир-Багиров, Г.Х.Аждаров. Неорганические материалы, 1989, т.25, №7, с.1131.
- [9] В.Н.Романенко, Г.В.Никитина, А.Г.Орлов. Неорганические материалы, 1970, т.6., №7, с.1215.
- [10] R.W.Olesinski, J.C.Abbaschian. Bull. Alloy Phase Diagram, 1984, 5, p.180.

H.X. Əjdərov, E.S. Hüseynova, S.M. Bağırova

BİRÇİNSLİ KRİSTALLARIN YETİŞMƏSİNDE, SİLİSIUMLA KESİRSİZ QİDALANDIRILAN, GERMANİUM-SİLİSIUM ƏRİNTİSİNİN TARAZLIQ KONSENTRASIYALARI

Ərintinin silisiumla kesirsiz qidalandırma halında, tam bir cinsi Ge-Si kristallarının alınması şərtləri təyin edilib. Ge-Si ərintisinin tarazlıq konsentrasiyasının onun qidalanma və kristallaşma sürətlərinin münasibətində asılılığı qurulub. Alınan nəticələr analiz edilir.

G.Kh. Azhdarov, E.S. Guseinova, S.M. Bagirova

EQUILIBRIUM COMPOSITIONS OF THE CONTINUOUSLY SI-FEEDED Ge-Si MELT DURING UNIFORM CRYSTALS GROWTH

The conditions for growing Ge-Si crystals with fully uniform compositions using the continuous feeding the melt with silicon have been determined. An equilibrium composition of the Ge-Si melt as a function of the ratio of the crystallization and feeding rates are established theoretically. An analysis of the obtained results is given.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ СПЛАВОВ СИСТЕМ Sm(Yb)-As-S

Т.М. ИЛЬЯСЛЫ, Ф.М. САДЫГОВ, С.А. КУЛИЕВА

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

В данной работе приводятся результаты исследования температурной зависимости удельной электропроводности стекол на основе сесквисульфида мышьяка и тройных соединений, полученных по системам Sm(Yb)-As-S

Синтез сплавов проводили во вращающихся печах, скорость вращения печи составляла 700-750 об/г. Режим синтеза подбирали, исходя из физико-химических свойств исходных компонентов. Исходные вещества медленно нагревали с выдерживанием в течение 20 часов при 700-800 К, затем температуру постепенно повышали до 1020-1070 К. Охлаждение сплавов проводили в режиме выключенной печи со скоростью 5-7 град/мин. Гомогенизирующему отжигу сплавы подвергали в течение 600 ч. [1,2,3].

На рис.1а приведены кривые зависимости $\sigma \sim f(10^3/T)$ исходного As_2S_3 и стекол в системе As_2S_3-Yb . Как видно, с увеличением содержания иттербия в As_2S_3 значение удельной электропроводности образцов увеличивается. Во всем исследованном температурном интервале наблюдается полупроводниковый ход проводимости. Согласно результатам наших исследований для стеклообразного As_2S_3 удельная электропроводность при 300 К составляет $1,8 \cdot 10^{11} \Omega^{-1} m^{-1}$, а значение термической ширины запрещенной зоны $\Delta E=2,1$ эВ.

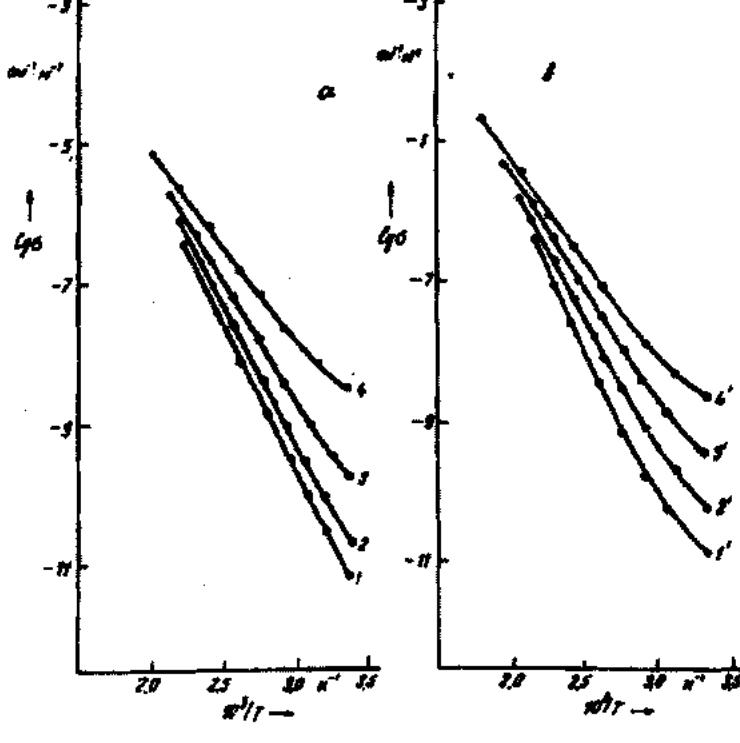


Рис. 1. а, б. Температурная зависимость удельной электропроводности стекол на основе As_2S_3 .

1 - As_2S_3 ; 2 - 99,5 мол. % $As_2S_3+0,546$; 3 - 99 мол. % As_2S_3+146 ; 4 - 98 мол. % $246 As_2S_3$;
1' - 99,5 $As_2S_3+0,5$ мол. % Yb_2S_3 ; 2' - 99 мол. % As_2S_3+1 мол. % Yb_2S_3 ; 3' - 98,5 мол. % $As_2S_3+1,5 Yb_2S_3$;
4' - 98,5 мол. % $As_2S_3+1,5$ мол. % Yb_2S_3 .

На кривой зависимости $\sigma \sim f(10^3/T)$ для As_2S_3 область примесной проводимости не наблюдается. Но у стеклообразных образцов с участием Yb , помимо широкой области собственной проводимости, при сравнительно низких температурах имеется и незначительная область примесной проводимости, которая с увеличением содержания иттербия несколько расширяется. По-видимому, чем больше концентрация иттербия в составе образца, тем больше примесных зон в исследованных стеклах. Аналогичная картина наблюдается при добавке мо-

но- и сесквисульфида иттербия в состав As_2S_3 (рис.1б) указанным образом также присуща узкая область примесной проводимости с дальнейшим переходом при 310 К в область собственной проводимости.

Установлено, что стекла обладают дырочным р-типов проводимости. Обнаружено, что примеси, вводимые в матрицу халькогенидного стекла в количестве до $10^{-1} \%$ на величину электропроводности не влияют. Как видно из рис. 1б, «примесные» наклоны у As_2S_3 отсутствуют. Это объясняется наличием в As_2S_3 большого количества

локальных центров, обусловленных потерей дальнего порядка и имеющих квазинепрерывное энергетическое распределение. Эти локальные центры обеспечивают «перезарядку» примесных центров, что делает примеси электрически неактивными. В отличие от стеклообразного состояния в кристаллических образцах ширины запрещенной зоны (ΔE) обладает более высокими значениями. Например, если сплаву состава 10^{-1} мол. % с концентрацией YbS в стеклообразном состоянии соответствует $\Delta E=1,98$ эВ, то в кристаллическом состоянии оно составляло 2,08 эВ. Это характеризуется слабым изменением ближнего порядка при переходе стекло-кристалл, а уменьшение при стекловании может быть приписано наличию глубоко проникающих в запрещенную зону «хвостов» плотности состояний, появляющихся из разрешенных зон вследствие разупорядочения.

Исследована также температурная зависимость удельной электропроводности поликристаллических тройных соединений. Из рис.2 видно, что всем указанным тройным соединениям присущ полуправодниковый ход проводимости. В отличие от вышеисследованных стекол, кривым зависимости $\sigma \sim f(10^3/T)$ этих соединений характерна более широкая область примесной проводимости. Но затем, при относительно высоких температурах наступает область собственной проводимости. Таким образом, если обобщить результаты исследований электропроводности, то можно отметить, что электропроводность стекол имеет экспоненциальную зависимость и возрастает с увеличением в них концентрации Yb и его халькогенидов, а вследствие этого ширина запрещенной зоны уменьшается. Закономерное изменение электрофизических параметров исследуемых образцов дает основание предположить, что в исследуемых образцах отсутствуют какие-либо микроКлючения, которые не взаимодействуют с основной матрицей халькогенидного стекла.

- [1] Т.М. Ильясов, А.И. Мамедов, Е.Л. Ахмедов, П.Г. Рустамов. Оптические свойства стекол системы As_2S_3-SmS (Sm_2S_3). Оптические и спектральные свойства стекол; Тез. докл. Всесоюзн. Симпозиума, 1986, Рига, с. 155.
- [2] П.Г. Рустамов, Т.М. Ильясов, А.И. Мамедов. Оптические свойства стекол системы As-Yb-S. Аморфные

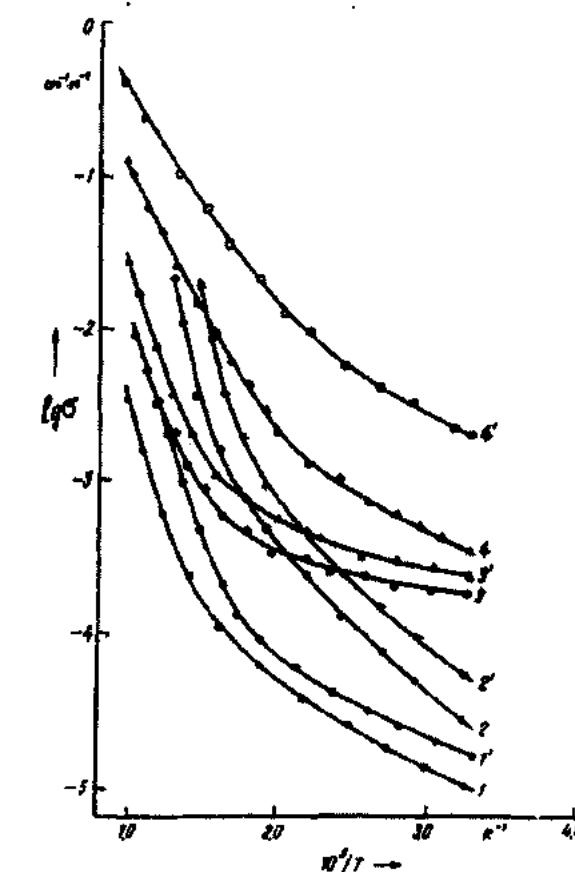


Рис.2. Температурная зависимость электропроводности соединений:

- 1 - $YbAsS_3$; 2 - $YbAs_2S_4$; 3 - $YbAs_4S_7$; 4 - $Yb_3As_4S_6$;
- 1' - $SmAsS_3$; 2' - $SmAs_2S_4$; 3' - $SmAs_4S_7$; 4' - $Sm_3As_4S_6$

полупроводники-84, Тез. докл. междунар. конф., 1984, Болгария, т. II, с. 130.

- [3] А.И. Мамедов, Т.М. Ильясов. Взаимодействие и области стеклообразования стекол с участием иттербия. Респ. конф. посвящ. 150-летию Д.И.Менделеева, Тез. докл., 1984, Баку, с. 16.

Т.М. İlyaslı, F.M. Sadıqov, S.A. Quluyeva

SM(Yb)-AS-S SİSTEMİ BİRLƏŞMƏLƏRİN ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİ

İşde Sm(Yb)-As-S sisteminde As_2S_3 əsasında alınmış şüselərin və birləşmələrin xüsusi elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı verilmişdir.

Т.М. Ilyaslı, F.M. Sadigov, S.A. Kuliyeva

ELECTROCONDUCTIVITY OF ALLOY SYSTEMS Sm(Yb)-As-S

The results of temperature dependence of electroconductivity of glasses based on sesquisulphides As and ternary compounds obtained in the ternary systems Sm (Yb)-As-S have been given in this work.

Дата поступления: 01.03.01

Редактор: Б.Г. Тагиев

DISTRIBUTION OF COMPONENTS IN Si-Ge CRYSTALS GROWN BY ZONE LEVELLING METHOD

G.Kh. AZHDAROV

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

A. VARILCHI, T. KUCHUKOMEROGLU, M. ALTUNBASH, A.I. KOBYA

*Department of Physics, Faculty of Arts and Sciences, Karadeniz Technical University,
61080-Trabzon, Turkey*

A component distribution in Si-Ge bulk crystals grown by zone levelling technique has been analyzed theoretically with a view to estimating operational parameters in preparing mixed crystals with a desired uniform and/or graded composition profiles. A numerical model, using the equilibrium distribution coefficient defined in the phase diagram, capable of predicting the components redistribution in Si-Ge crystal at any stage of zone leveling growing is proposed. Compositional profiles of Si-Ge crystals for a number values of operational parameters, such as molten zone length and a starting ingot composition, are calculated and discussed. It was found that Si concentration profile in Si-Ge crystal as a function of zone length changes considerably from fully graded to almost uniform along the growth direction. Obtained results allow operational parameters in preparing Si-Ge mixed crystal to be estimated.

1. Introduction

During the last few years bulk single crystals of Si-Ge system have been grown using different methods, including the zone levelling technique [1-4]. The component distributions in Si-Ge crystals grown by the Czochralski method were calculated recently, using a numerical model [5]. A good agreement with the experimental data was obtained. The results reported by the authors of [5] show that a compositional profile in Si-Ge crystals is close to that a completely mixed melt.

In the present paper a numerical model has been developed for the evaluation of the longitudinal components distribution in Si-Ge alloys grown by the zone levelling method. The calculations are based on the data obtained from the phase diagram and on a model of a completely mixed melt. The purpose is the establishing of operational parameters in preparing Si-Ge crystals with a desired uniform and/or compositionally graded profiles.

2. Theoretical Background

A quantitative evaluation of the component distribution in Si-Ge alloys was carried out under the following standard assumptions [6]. At the growth front, the crystal and the melt are in equilibrium. The growth front is always planar. Diffusion in the melt is fast enough that the melt composition is uniform. Interdiffusion in the solid phase is negligible. An average composition of the initial Si-Ge polycrystalline ingot is macroscopically uniform throughout.

Below the following designations are used: V_m^0 and V_m are the initial and current melt volumes in molten zone; V_c and V_i the volumes of the melt solidifying and the ingot solving per unit time; C_c , C_i and C_m are the Si concentrations (atomic fractions) in the crystal, initial ingot, and molten zone, respectively; C_m^0 is the Si content in the molten zone at the start of growth; C is the total amount of Si in molten zone; K is the equilibrium distribution coefficient defined in the

phase diagram; t is time; L and l are the lengths of the ingot and molten zone, respectively.

With the mentioned designations, we have

$$C_m = \frac{C}{V_m}, \quad \frac{dC_m}{dt} = \frac{\dot{C} V_m - \dot{V}_m C}{V_m^2} \quad (1)$$

and

$$\dot{V}_m = V_m^0 - (V_c - V_i) t \quad (2)$$

Given that V_c , V_i and l are independent of time for the ingot portion along the length up to the beginning of the tail molten zone, we have

$$\dot{V}_m = V_m^0, \quad C_m^0 = C_i$$

and

$$\dot{C} = -V_c C_c + V_i C_i = V_c C_m K + V_i C_m^0 \quad (3)$$

Substituting (3) into (1), separating the variables, and integrating, we obtain:

$$\int_{C_m^0}^{C_m} \frac{dC_m}{C_m^0 - C_m K} = \frac{V_c t}{V_0} = \frac{z}{l} \quad (4)$$

Here z is the length of a growing crystal at the moment t . To take the integral in (4), one should know K as a function of C_m . Fig. 1 shows the equilibrium distribution coefficient K of Si-Ge alloy as a function of the composition defined in the phase diagram [7]. As follows from fig. 1 K depends on melt composition in complicated manner and can not be approximated by a simple function. The integral in (4) can be evaluated numerically using K estimated from the continuous calculation of the phase diagram (fig. 1).

For the tail portion of the ingot

$$V_m = V_m^0 - V_c t, \quad V_m = -V_c,$$

$$\dot{C} = -V_c C_m K \quad (5)$$

Substituting (5) into (1) and integrating, we obtain:

$$\int_{C_m^0}^{C_m} \frac{dC_m}{C_m^0 - C_m K} = \ln \frac{V_m^0}{V_m^0 - V_c t} \quad (6)$$

Where C_m^0 is the initial composition of Si in the tail molten zone. The equation (6) can be rewritten in term of the solidified melt in the molten zone; $\gamma = V_c t / V_m^0$

$$\gamma = 1 - \exp \left(- \int_{C_m^0}^{C_m} \frac{dC_m}{C_m K - C_m} \right) \quad (7)$$

As in the case of the equation (4) the integral in (7) can be evaluated numerically and Si profile in the tail portion of the crystal can be plotted against γ .

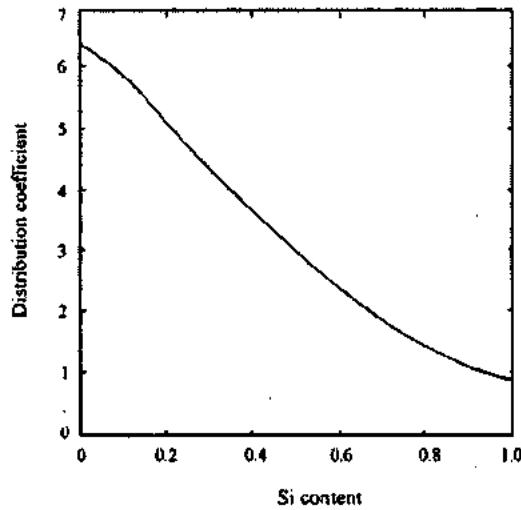


Fig. 1. Equilibrium distribution coefficient K defined in the phase diagram [7].

3. Results and Discussion

Composition profile of Si-Ge crystals calculated for four C_i values using the equations (4) and (7) are shown in Fig.2. Here $l=L/10$ is considered. In all cases, the Si content is maximal at the beginning and then decreases approaching a uniform composition $C_c=C_i$. A uniform composition changes into a graded at the tail portion of a crystal. The length of this part for all considered compositions is l . Here the Si concentration decreases during growth approaching zero at the tail end of the ingot. The length of the compositionally graded top part of crystals depends on C_i because the segregation coefficient changes with the melt composition. A compositional gradient in the tail part of crystals decreases as C_i decreases because the length of molten zone is fixed.

As follows from the curves in fig.2, a Si concentration profile in a crystal can be controlled by varying the molten zone length. As an example, fig.3 illustrates the calculated Si concentration profiles in Si-Ge crystals for five l values. A

starting composition of all ingots is $\text{Si}_{0.20}\text{Ge}_{0.80}$. For the case of $l=L$ (curve 1) a compositional profile of the crystal was calculated using equation (7) only. In fig.3, the results furnished by the curves demonstrate the efficiency of the operational parameter l on the components redistribution during zone levelling growth of Si-Ge. We can see that the length of compositionally graded and uniform portions of the crystals in a wide range are defined by the value of molten zone length.

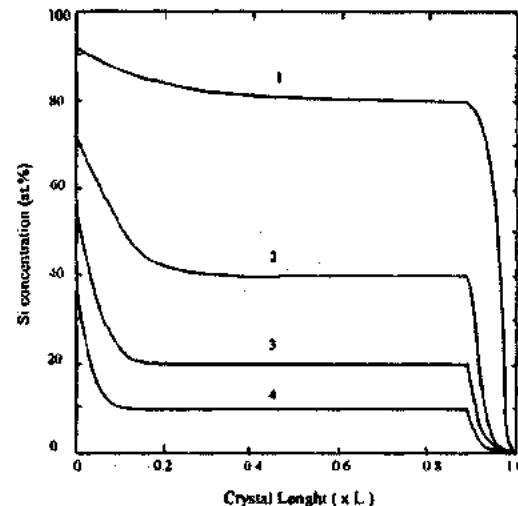


Fig.2. Longitudinal Si concentration in Si-Ge crystals grown by zone levelling method. Molten zone length is $l=L/10$. Starting composition of ingots are (1) $C_i=80$, (2) 40, (3) 20, and (4) 10 at. %Si.

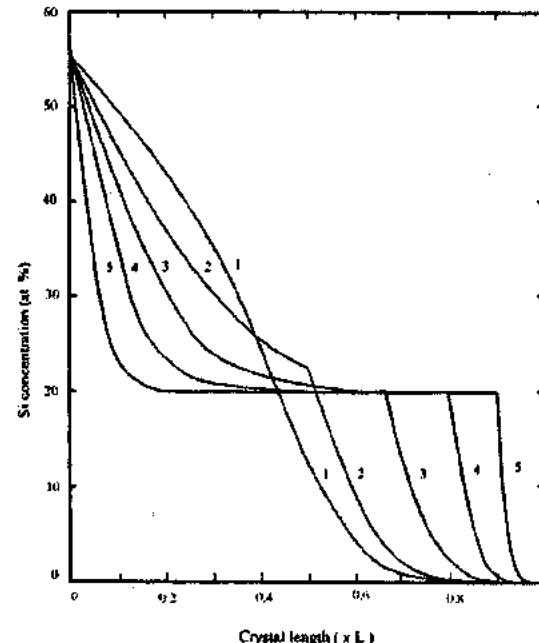


Fig.3. Longitudinal Si concentration in Si-Ge crystals grown by zone levelling method from a starting ingot $\text{Si}_{0.20}\text{Ge}_{0.80}$. Molten zone lengths are (1) $l=L$, (2) $L/2$, (3) $L/3$, (4) $L/5$ and (5) $L/10$.

A family of curves in fig.2 and fig.3 shows that a numerical model can establish operational parameters and optimum

processing conditions in preparing Si-Ge alloys with a desired uniform and/or graded compositions.

4. Conclusion

The composition in Si-Ge alloy grown by the zone levelling technique has been analyzed theoretically. A numerical model capable of predicting the components redistribution in a crystal at any stage of a zone levelling growing is proposed. It was found that a composition profile in Si-Ge alloy as a function of molten zone length changes in a wide range from

fully graded to almost uniform along the growth direction. Obtained results show that the numerical model can estimate operational parameters, such as a molten zone length and a starting ingot composition, in preparing Si-Ge crystals with desired uniform and/or compositionally graded profiles.

Acknowledgements

This work was supported by NATO-CP Advanced Fellowships and The Scientific and Technical Research Council of Turkey.

-
- [1] *A.Barz, P.Dold, U.Kerat, S.Recha, K.W.Benz, M.Franz, K.Presse. J.Vac. Sci. Technol. B, Microelectron Nanometer Struct. 16, 1998, 1627.*
 - [2] *D.Biss, B.Demczyk, A.Anselmo, J.Bailey. J. Crystal Growth 174, 1997, 187.*
 - [3] *J.Wollweber, D.Schulz, W.Schroeder. J. Crystal Growth 158, 1996, 166.*
 - [4] *J.Wollweber, D.Schulz, W.Schroeder. J. Crystal Growth 163, 1996, 243.*
 - [5] *P.G.Azhdarov, N.A.Agaev. J. Inorganic Materials 35, 1999, 763.*
 - [6] *V.M. Glazovand, V.S. Zemskov. Fiziko-khimicheskie osnovy legirovaniya poluprovodnikov (Physicochemical Principles of Semiconductor Doping), Moscow: Nauka, 1967.*
 - [7] *R.W.Olesenski, J.C.Abbaschian. Bull. Alloy Phase Diagram 5, 1984, 180.*

Х.Х.Әждәров, Ә. Варилчи, Т. Кичикомероглу, М. Алтунбаş, А.И.Кобя

ӘРИНТІ ZOLAQ ҮСУЛЫ ИЛӘ ALINAN SI-Ge KRİSTALLARINDA KOMPONENTLƏRİN PAYLANMASI

Bircinsli ve ya dəyişen tərkibli Si-Ge kristallarının alınma texnologiyasının optimal parametrlərinin müəyyən edilmesi məqsədi ilə işdə erinti zolaq üsulu ilə alınan bu kristallarda komponentlərin paylanması məsəlesi analiz edilib. Ərinmiş zolağın uzunluğu və materialın ilkin tərkibi kimi texnoloji parametrlərin müxtəlisif qiymətləri üçün Si-Ge kristalında komponentlərin konsentrasiya profilləri hesablanmış və müzakirə edilmişdir. Ərinmiş zolağın uzunluğundan asılı olaraq tam dəyişen tərkibli kristallardan texminen bircinsli materialın alınma imkanı göstərilmişdir. Alınan nticələr Si-Ge kristallarının alınması üçün optimal şəraitü müəyyən edir.

Г.Х. Аждаров, А. Варилчи, Т. Кичикомероглу, М. Алтунбаш, А.И.Кобя

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТОВ В КРИСТАЛЛАХ Si-Ge, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ЗОННОЙ ПЛАВКИ

Проведён анализ распределения компонентов в массивных кристаллах Si-Ge, выращенных методом зонной плавки, с целью определения операционных параметров для выращивания материала с заданным однородным и/или переменным концентрационным профилями. Рассчитаны и обсуждены концентрационные профили компонентов в кристаллах Si-Ge для ряда значений операционных параметров, таких как длина расплавленной зоны и исходный состав материала. Установлено, что концентрационный профиль Si, вдоль оси кристаллизации слитка Si-Ge, как функция длины расплавленной зоны изменяется значительно от полностью переменного до почти однородного. Полученные результаты определяют оптимальные операционные параметры для выращивания твердых растворов Si-Ge.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $\text{In}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-Si-M}$ СТРУКТУР ПОСЛЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ

А.З. БАДАЛОВ, Т.Ф. ЮСИФОВА, В.И. САРЫЕВ

*Мингечаурский Политехнический Институт,
374311, г. Мингечаур, ул. Д. Алиевой, 21*

Исследованы фотоэлектрические свойства $\text{In}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-Si-M}$ структур. Обнаружено, что после переключения при приложении к структуре напряжения наблюдается усиление фототока. Также обнаружено, что при фотовольтаическом режиме ($U<0,25\text{ В}$) через структуру проходит нестационарный фототок и структура ведет себя как идеальная МДП структура, а при $U>0,25\text{ В}$ через структуру проходит стационарный фототок. Предположено, что наблюдение эффекта усиления связано с образованием туннельно тонкого диэлектрика в структуре.

Исследование эффекта переключения в $\text{In}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-Si-M}$ структуре интересно с двух точек зрения: изучение влияния различных контактов на эффект переключения и возможности управления эффектом переключений путем освещения. Для исследования эффекта переключения и фотоэлектрических свойств были изготовлены образцы в обычном и планарном исполнении [1]. Полупрозрачный проводящий слой In_2O_3 (Sn), сильно легированный оловом, получен катодным распылением. С использованием фотолитографии Al кольцо изготавливается с внутренним диаметром 150 мкм и внешним диаметром 250 мкм. Продвигающий полупрозрачный слой In_2O_3 (Sn) изготовлен круглым диаметром 300 мкм и прямоугольным 300×500 мкм. ВАХ структуры в исходном состоянии симметричны и зависимость тока от напряжения подчиняется закону $J \sim U^n$, где $n=1,5+2$. Дифференциальное сопротивление в исходном закрытом состоянии определяется сопротивлением SiQ_2 и изменяется в интервале $R=10^{12+13}\text{ Ом}$. Освещение структуры белым светом в исходном состоянии почти не изменяет ее ВАХ. При определенном значении приложенного напряжения структура переходит в состояние с низким импедансом. В этом состоянии ВАХ является асимметричной.

Фотоэлектрические свойства таких электроформированных МДП-структур имеют некоторые особенности. Структура освещалась со стороны модулированным светом с частотой 300 Гц через монохроматор ДМП-4. Рядом с МДП-структурой устанавливался калибранный по мощности кремниевый фотодиод. Сигналы с фотодиода и со структуры измерялись микровольтметрами У2-8, импульсный фотоотклик регистрировался осциллографом С1-16.

Из спектральной зависимости фоточувствительности (рис.1) исследованной низкоомной МДП-структуры в фотовольтаическом режиме (рис.1.кр.1) и фотодиодном режимах (рис.1.кр.2+5) видно, что величина фоточувствительности и форма спектральной характеристики МДП-структур значительно изменяются с приложенным постоянным электрическим полем. В фотовольтаическом режиме максимум фоточувствительности соответствует $\lambda=0,5$ мкм, и $S=1,4 \cdot 10^{-3} \text{ А/Вт}$. При приложении к структурам напряжения в прямом направлении (полюс источника к полупрозрачному электроду) фоточувствительность растет, и структура обладает широкой областью практически постоянной спектральной чувствительности. При $U=10$ В и $\lambda=0,82$ мкм, $S=0,5 \text{ А/Вт}$ т.е. чувствительность МДП-структур увеличилась в 500 раз.

Как видно из рис.1(кр.6), характерный диапазон чувствительности кремниевых приборов с р-п переходом охватывает диапазон 0,4+1,1 мкм. Поскольку в МДП-структурах область поглощения света в диапазоне коротких волн совпадает с областью разделения fotoносителей, то влияние поверхностной рекомбинации может быть подавлено.

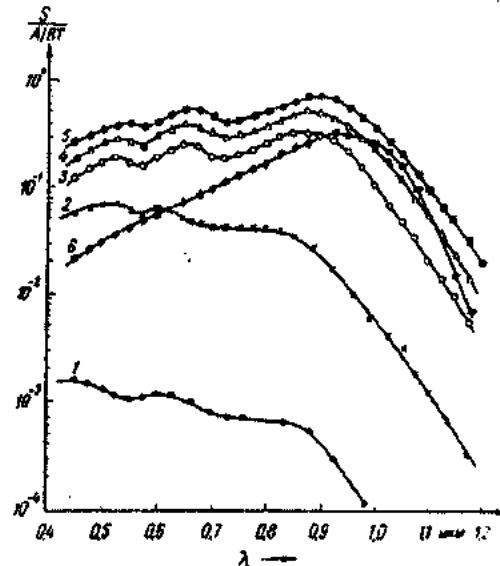


Рис.1. Спектральная зависимость фоточувствительности структур $\text{In}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-Si-M}$ после переключения при различных напряжениях: 1 - $U = 0$; 2 - $U = 1$; 3 - $U = 5$; 4 - $U = 18$; 5 - $U = 21$; 6 - фотодиод $\Phi_c = 27 \text{ К}$ при $U = 0$.

Величина электрического поля у поверхности Si, рассчитанная по формуле (5) работы [2] для данных смещений, составляет $F_s = 10^6 \text{ В/см}$. Поэтому условие подавления поверхности рекомбинации $\mu \cdot F_s = S$, (где μ - подвижность, S - скорость поверхности рекомбинации) при таких электрических полях для кремния заведомо выполняется, что обуславливает отсутствие спада фототока в синей области спектра. Это должно привести к расширению чувствительности в синую область спектра. Длинноволновая граница фоточувствительности определяется глубиной сортирования fotoносителей, т.е. в нашем случае - диффузионной длиной дырок.

На рис.2 показана зависимость фототока от приложенного постоянного смещения при различных длинах волн падающего света. При малых значениях $U < 0,25$ В

напряжения фототок не зависит от приложенного постоянного напряжения. При напряжении $U \geq 0,25$ В величина фототока резко на 2-2,5 порядка увеличивается с ростом постоянного смещения и стремится к насыщению при $U \geq 1$ В.

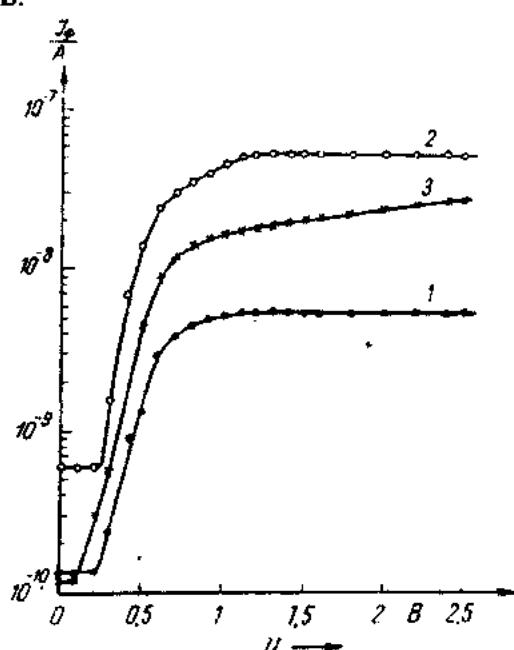


Рис. 2. Зависимость фототока $In_2O_3-SiO_2-Si-M$ структур от приложенного напряжения после переключения при различных длинах волн $\lambda_1=0,56$ мкм, $\lambda_2=0,78$ мкм, $\lambda_3=0,90$ мкм.

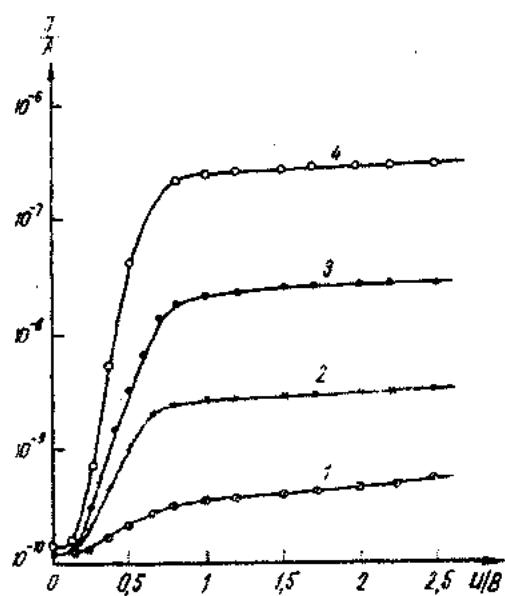


Рис. 3. Зависимость тока от напряжения для $In_2O_3-SiO_2-Si-M$ структур при различных интенсивностях света: 1 – темновой; 2 – $2J_0$, 3 – $3J_0$, 4 – $4J_0$.

В области больших напряжений смещения ток через структуру насыщается, что обусловлено насыщением поверхностной концентрации дырок [2]. Как видно из ВАХ (рис.3), снятых при различных интенсивностях света, наблюдается усиление фототока. Величина фотоэлектрического усиления в структурах измерялась при ком-

натной температуре по изменению значения тока насыщения при различных интенсивностях света, причем коэффициент внутреннего усиления рассчитывается по формуле:

$$M = \frac{\Delta J}{1 \Delta N_p h} \quad (1)$$

где ΔJ – приращение общего тока, при увеличении потока фотонов на $\Delta N_p h$.

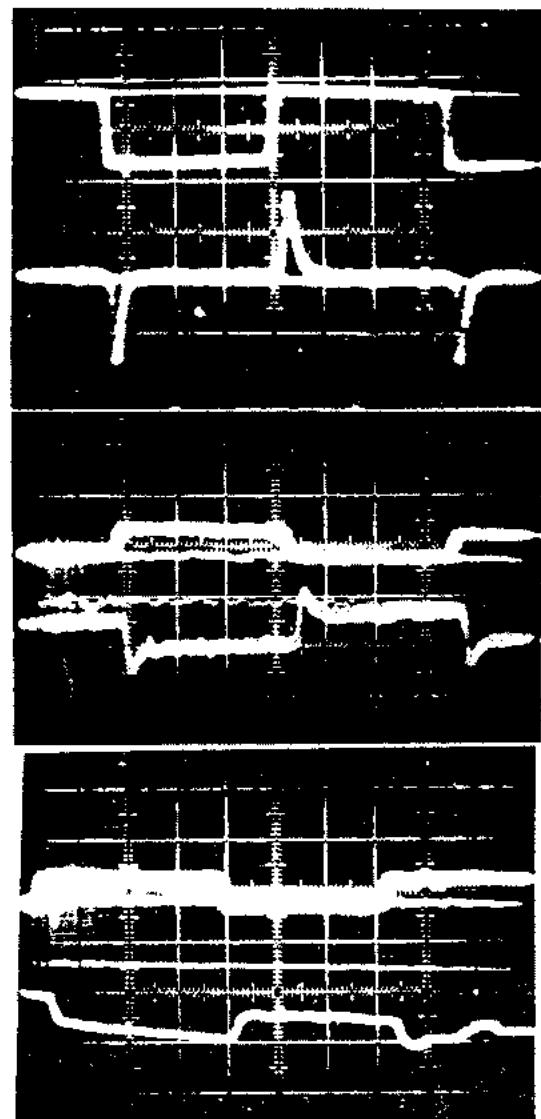


Рис. 4. Осциллограмма фотоответа $In_2O_3-SiO_2-Si-M$ структур после переключения при освещении прямоугольным импульсом света ($\lambda=0,91$ мкм) при различных напряжениях смещения: 1 - $U = 0$ В; 2 - $U = 0,25$ В; 3 - $U = 1$ В.

Величина фотоэлектрического усиления составляла 2,5-10. Малая по сравнению с теоретически возможной ($10^2 \div 10^3$), величина коэффициента усиления обусловлена, по видимому, неоптимальной толщиной слоя окисла.

Как показано в [3], электроформированные МДП-структуры могут быть использованы для детектирования оптических сигналов. В связи с этим и с целью выясне-

ния зависимости характера фототока от времени фотоотклика от различных параметров – напряжение на электроде, интенсивность света и т.д., исследованы кинетики фотоответа таких структур.

Как известно [4, 5] в зависимости от начального поверхностного изгиба зон ϕ_s и МДП-структурах может либо наблюдаться эффект усиления фототока [6], либо реализоваться ситуация, при которой их характеристики аналогичны наблюдаемым в р-п переходах [7]. В первом случае ток через структуры определяется основными, во втором – неосновными носителями заряда.

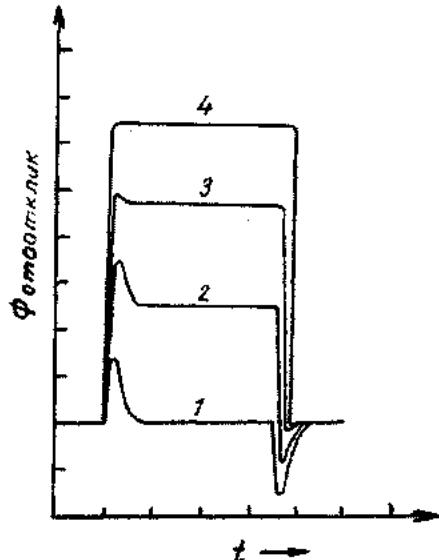


Рис.5. Оциллограмма фотоответа МТДП структур при освещении прямоугольными импульсами света ($\lambda=0,92 \text{ мкм}$) при различных интенсивностях освещения.

МДП-структура изготавливалась на основе р – Si с $\rho=10^1 \div 10^3 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Электрообработка МДП-структур производилась при $U=100 \div 150 \text{ В}$. При приложении напряжения пороговой величины $100 \div 150 \text{ В}$ указанная структура характеризуется переходом в относительно низкоомное состояние с диодной ВАХ и дифференциальным сопротивлением 10^5 Ом .

Толщина предполагаемого туннельно-прозрачного диэлектрика $20 \div 40 \text{ \AA}$. Величина начального поверхностного изгиба зон, измеренная методом насыщенной фотоз.д.с. в образцах на n-Si составляла $\phi_s=0,05 \text{ эВ}$ и соответствовала слабому обогащению приповерхностной области основными носителями заряда, на p-Si, $0,2 \div 0,3 \text{ эВ}$ и соответствовала обеднению.

Фоточувствительность в образцах на p-Si была на несколько порядков, соответственно, выше, чем на n-Si.

Эти факты позволяют предполагать, что в структурах на основе n-Si ток определяется неосновными, а на p-Si – основными носителями заряда, и в последнем случае может реализоваться эффект усиления фототока.

Кинетика фотоответа изучалась при комнатной температуре при освещении структур через монокроматор из источника ТРШ, а также светодиодом. Величина сопротивления нагрузки составляла $R_h=1,6 \text{ кОм}$. Импульсы фототока регистрировались на осциллографе С1-16.

На рис.4 приведены осциллограммы импульсов фотосвета для структур на p-Si, снятые при одной освещенности, но при различных напряжениях смещения, а на рис. 5 – при одном значении напряжения, но при различных освещенностях. Обнаружено, что в фотовольтаическом режиме, т.е. при $U=0$, и при $U<0,25 \text{ В}$ через электрообработанную структуру проходит только нестационарный фотоемкостный ток, т.е. структура ведет себя как идеальная МДП-структура (рис.4.а), а при $U>0,25 \text{ В}$ через структуру течет стационарный фототок (рис.4.в).

Для обсуждения экспериментальных данных предположим, что знак и величина поверхностного изгиба зон таковы, что фототок основных носителей заряда отсутствует, в нашем случае такая же ситуация соответствует структурам на n-Si, и что накопление заряда на поверхностных состояниях пренебрежимо мало. Установление фототока определяется в этом случае двумя процессами – зарядом емкости МТДМ-структуры и туннельным током фотогенерированных носителей заряда через диэлектрик, т.е. выражение для плотности фототока можно записать в виде [8]

$$j_p(t) = \frac{d\Delta Q_{sc}}{dt} + qS_{pe}\Delta P , \quad (2)$$

где ΔQ_{sc} – изменение плотности заряда в области пространственного заряда (ОПЗ):

$$\Delta Q_{sc} = \frac{kT}{q} Cd\Delta\phi_s = q \frac{Cd}{Cd + C_{sc}} \Delta P_s \quad (3)$$

Cd и C_{sc} – удельные высокочастотные емкости диэлектрика и ОПЗ, $\Delta\phi_s = \frac{q\Delta\phi}{kT}$ – изменение безразмерного поверхностного потенциала, S_{pe} – эффективная скорость потока дырок из полупроводника в металл, ΔP – избыточная объемная концентрация дырок. Закон релаксации $\Delta P(t)$ находится из уравнения непрерывности для потока дырок:

$$\frac{d\Delta P_s}{dt} = \begin{cases} J - (S_{pe} + S^*)\Delta P(t) & \text{при включении освещения;} \\ -(S_{pe} + S^*)\Delta P(t) & \text{при выключении,} \end{cases} \quad (4)$$

где S^* – суммарная скорость рекомбинации [8]

$$S^* = (S_{rv} + S_{rse} + S_{rs}) , \quad (5)$$

где J – поток генерации электронно-дырочных пар в объеме полупроводника.

В линейном по освещению случае $\Delta\phi_s^2 \ll 1$,

$\frac{\Delta P}{P} < 1$ при истощающих изгибах зон, выражение для ΔP_s имеет вид:

$$\Delta P_s = \frac{L_s}{\sqrt{-\phi_s^o}} \Delta P(t) \exp(-\phi_s^o) , \quad (6)$$

а при инверсионных изгибах зон:

$$\Delta P_s = \frac{\frac{1}{2} P_s^o \frac{\Delta P(t)}{P_o}}{1 + \frac{P_s^o}{2} \frac{q^2}{kT} \frac{1}{Cd^2}} , \quad (7)$$

где L_s – длина экранирования Дебая, L и O – индексы освещения и термодинамического равновесия.

Теперь, решив (4) с учетом (6) или (7), можно, после подстановки (3), получить искомое решение уравнения (2) для кинетики установления фототока. Это решение имеет вид:

$$j_p(t) = qJ \begin{cases} \frac{Cd e^{-\frac{t}{\tau_{in}}} + S_{pe}}{Cd + C_{se}} + \frac{S_{pe}}{S_{pe} + S^*} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \\ \left(\frac{S_{pe}}{S_{pe} + S^*} - \frac{Cd}{Cd + S_{se}}\right) e^{-\frac{t}{\tau}} \end{cases}$$

для включения в момент $t = 0$

для выключения в момент $t = 0$

где постоянные времени для обедненных и инверсионных изгибов зон, соответственно:

$$\tau_{oo} = \frac{L_s \exp(-\phi_s^o)}{(S_{pe} + S^*) \sqrt{-\phi_s^o}} \quad (9)$$

$$\tau_{inv} = \frac{L_s \exp\left(\frac{\phi_s^o}{2}\right)}{(S_{pe} + S^*)} \frac{\left(\frac{n_o}{P_o}\right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \frac{P_s^o}{2} q^2 \frac{1}{Cd k T}} . \quad (10)$$

В зависимости от соотношения между S_{pe}, S^*, Cd, C_{se} , как следует из (8), возможен различный характер релаксации. Если скорость эмиссии неосновных носителей через диэлектрик превышает скорость рекомбинации $S_{pe} > S^*$ и если $Cd > C_{se}$, то фототок при включении изменяется на величину несколько меньшую C_{se} , а затем стремится к qJ , что и наблюдается экспериментально (рис.4).

Поскольку

$$S_{pe} = \frac{1}{4D_p V_p} \exp(-\phi_s^o)$$

D_p – эффективная туннельная прозрачность, V_p – тепловая скорость дырок (4) и ϕ_s^o растет с ростом U_g , из (9)-(10) следует, что постоянная времени τ уменьшается с ростом U_g . Указанные зависимости τ могут проявляться в экспериментах при $Cd \ll C_{se}$ и в нашем случае не имеют места. При $Cd > C_{se}$, как в нашем случае, следует, что практически весь фототок устанавливается за время, существенно меньшее τ , и определяется большим из таких времен, как время пролета к ОПЗ от области фотогенерации или R_{nC} .

Таким образом, в режиме генерации ($S_{pe} > S^*$) и $Cd > C_{se}$ факторы, определяющие постоянную времени фотоответа в МТДП-структурах на неосновных носителях (п-типа), не отличаются от аналогичных в р-п переходах.

При выходе из режима генерации ($S_{pe} > S^*$) и при $Cd > C_{se}$ релаксация фототока, как следует из (8), закономерна. При включении фототок быстро нарастает до величины qJ , а затем релаксирует до $qJ \frac{S_{pe}}{S^*}$ со временем τ , а при выключении должен иметь место симметричный выброс обратной полярности (режим дифференцирования). Поскольку увеличение U_g приводит к росту S_{pe} , а возрастание освещения при данной U_g – к увеличению рекомбинационных потерь, то приведенные на рис.4 экспериментальные данные согласуются с теоретическим анализом [8]. Выход из режима дифференцирования при подаче обратного смещения наблюдался ранее [9,10].

Остановимся теперь на релаксации фототока при наличии эффекта усиления.

При эффекте усиления необходимо в уравнении (2) учесть наличие тока основных носителей заряда, для исследованных структур (p-Si) ток дырок записывается следующим выражением:

$$j_p(t) = \frac{dAQ_x}{dt} + qMS_{ne} \Delta n , \quad (11)$$

где коэффициент усиления $M = (j_n + j_p)/j_n$, а S_{ne} – скорость эмиссии неосновных носителей (для структур p-Si электронов).

Для больших коэффициентов усиления $M \gg 1$ первым членом в (11) можно пренебречь. Тогда, решая (11) аналогично (2), при инверсии проводимости в нелинейном по освещению случае $|\Delta\phi_s^2| \gg 1$ и отсутствии вырождения неосновных электронов, получим:

$$j_p(t) = MgJ \begin{cases} 1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{t}{\tau_s}\right)^2} & \text{при включении} \\ \frac{1}{\left(1 + \frac{t}{\tau_s}\right)^2} & \text{при выключении} \end{cases}, \quad (12)$$

где τ_s в этом случае зависит от интенсивности освещения, как следует из качественного анализа и наблюдается в эксперименте.

Поскольку при больших интенсивностях освещения и в структурах с усилением (p-Si) не наблюдается дифференцирование, то, очевидно, что условие $M>>1$ выполня-

ется. Это дает возможность предположить, что в указанных структурах величины $D_p \gg D_n$.

Таким образом, все наблюдаемые качественные особенности кинетики хорошо объясняются простой моделью [8], учитывающей относительный вклад рекомбинации photoносителей и эмиссии через диэлектрик.

- [1] А.З. Бадалов. Докторская диссертация, 1992, Баку.
- [2] С.М. Зи. «Физика полупроводниковых приборов», в 2-х кн., кн.1, 1984, Москва, Мир, с. 455.
- [3] А.З. Бадалов, З.А. Искендерзаде, З.А. Джазарова, А.З. Масимов, Г.М. Исмаилов. Журнал технической физики, 1984, т. 54, № 3, с. 645-646.
- [4] А.Я. Вуль, С.В. Козырев, В.И. Федоров. ФТП, 1981, т. 15, № 1, с. 142-148.
- [5] M.A. Green, Z. Sherohun. Solid St. Electron, 1974, v.17, № 19.
- [6] M.A. Green, V.A. Temple, Z.K. Mevchun. Solid St. Electron, 1975, 18, p. 745-749.
- [7] М.И. Абаев, А.А. Гуткин, А.Л. Герасимов, В.Е. Седов. ФТП, 1979, т. 13, № 4, с. 746-751.
- [8] А.Я. Вуль, А.Т. Дадейкин, Ю.С. Зинчик, К.Б. Санин, А.В. Саченко. ФТП, 1983, т. 17, в. 8, с. 1471-1477.
- [9] А.Л. Герасимов, А.А. Гуткин, В.Е. Седов. ФТП, 1980, в. 3, т. 14, с. 550-552.
- [10] А.З. Бадалов, Р.Ш. Агаева, Х.А. Адыгезалова, В.И. Сарыев. San-Marino BEA AM Azerbaijan filiali, «Elmi eserlər», b.3, Bakı, Elm, 1999.

A.Z. Bədəlov, T.F. Yusifova, V.I. Sariev

In₂O₃-SiO₂-Si-M QURULUŞUNUN QOŞULMADAN SONRA FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

In₂O₃-SiO₂-Si-M quruluşun fotoelektrik xassələri tədqiq edilmişdir. Geniş dalğa intervalında (0,35±1 mkm) spektral hessaslığın tətbiq olunmuş gerginlikdən asılı olması müşahidə edilmişdir. İlk dəfə aşağı impedanslı In₂O₃-SiO₂-Si-M quruluşunda photocərəyanın güclənməsi müşahidə edilərək, onun kinetikası tətqiq olunmuşdur. Mə'lum olmuşdur ki, fotovoltaik rejimde $U<0,25$ V gerginlikdə, verilmiş quruluşdan geyri-stasionar photocərəyan axır və bu zaman quruluş özünü ideal MDY quruluş kimi aparır, lakin $U\geq0,25$ V gerginlikdə quruluşdan stasionar photocərəyan axır.

Müyyəyen olunmuşdur ki, In₂O₃-SiO₂-Si-M quruluşda gerginlik tətbiq olunmaqla photocərəyanın güclənməsi effekti, elektrik sahəsinin tə'siri nəticəsində, tunnel dielektrikli yüksək keçiricilikli kanalın yaranması ilə əlaqədardır.

A.Z. Badalov, T.F. Yusifova, V.I. Sariev

PHOTOELECTRICAL PROPERTIES IN In₂O₃-SiO₂-Si-M STRUCTURES AFTER SWITCHING

In this article the photoelectrical properties of In₂O₃-SiO₂-Si-M structure was investigated. It was shown that in the wide wave intervals (0,35±1 mkm) spectral characteristics strong dependence on applied voltage. The photocurrent amplification in the lower impedance of In₂O₃-SiO₂-Si-M structures was observed at the first time.

О СВЯЗИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ФОТОКАТОДА С НАДЕЖНОСТЬЮ ВАКУУМНОГО ФОТОЭЛЕКТРОННОГО ПРИБОРА

Х.Н. ВЕЗИРОВ

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

Разработан метод определения сопротивления фотокатода и переходной области, который позволяет прогнозировать долговечность вакуумных фотоэлектронных приборов.

Повышение надежности вакуумных фотоэлектронных приборов является очень актуальной проблемой. Поэтому исследование процессов, приводящих к деградации (потере эффективности фотоэмиссии) фотокатода и связанное с этим определение его электрического сопротивления представляет большой интерес. Однако используемые методы определения сопротивления проводящих пленок на диэлектрических подложках, например, с помощью емкостного датчика, входящего в колебательный контур генератора [1] или связанные с измерением токов и напряжений [2] неточны, а самое главное, не дают возможность определять переходное сопротивление между контактной пленкой (манжетой [3]) и фотокатодом вдоль линии (границе) их соприкосновения.

Исследования же показывают, что определение именно этого переходного сопротивления представляет большой интерес.

родную сплошную пленку (как считалось раньше), периферийная часть которой лежит на манжете, а внутренняя часть - непосредственно на подложке, образуя рабочую область фотокатода. Установлено, что вдоль линии внутренней границы манжеты (т. е. по границе рабочей области фотокатода) эта пленка фотокатода имеет разрывы и трещины. В результате этого (т.е. разрывов) электрическое сопротивление пленки фотокатода в месте соединения с манжетой должно отличаться от сопротивления пленки фотокатода в его рабочей области. При протекании тока через фотокатод, т.е. при работе фотоэлектронного прибора, в случае, если сопротивление перехода намного превышает сопротивление пленки фотокатода в его рабочей области, практически все напряжение, образующееся между центральными областями фотокатода и электрическим выводом прибора падает именно на участке между манжетой и краем рабочей области фотокатода (т.е. на разрыве). Это приводит к возникновению внутри разрыва электрического поля, направленного от фотокатода к манжете (рис. 1).

При рабочих значениях протекающего тока (порядка нескольких микроампер) и сопротивлении перехода порядка нескольких МОм, напряжение U между границей рабочей области фотокатода и манжетой составит несколько десятков Вольт. Непосредственные измерения ширины разрывов пленки фотокатода микроскопом дают значение порядка 0,1 мкм. Поэтому напряженность электрического поля E внутри разрыва может превосходить 10^8 В/м. Известно, что работа выхода пленки Ag-O-Cs-фотокатода меньше 1 эВ [4], и так как, при таких больших значениях E снижение работы выхода под действием электрического поля (определенное соотношением $\Delta e\varphi = 3,79 \cdot 10^4 \cdot E^{1/2}$) по абсолютной величине может превосходить даже собственную работу выхода $e\varphi$, то внутри разрыва будет возникать значительная автоэлектронная эмиссия. Электроны, эмитированные в область разрыва внутренним краем манжеты, ускоряются электрическим полем внутри разрыва и со средней энергией U эВ (т.е. несколько десятков эВ) бомбардируют границу рабочей области фотокатода. А так как энергия диссоциации практически всех молекул, из которых состоит Ag-O-Cs-фотокатод, меньше 5 эВ, при работе фотоэлектронного прибора на границе рабочей области фотокатода за счет электронной бомбардировки происходит диссоциация хотя бы некоторых ингредиентов фотокатода. Так, окислы цезия типа Cs_xO_y , где $x \leq y$ (например, Cs_2O_2) могут восстанавливаться до основного окисла цезия, и даже, до недокисей типа $Cs_{11}O_3$. Окислы же серебра могут восстанавливаться до элементарного серебра. При

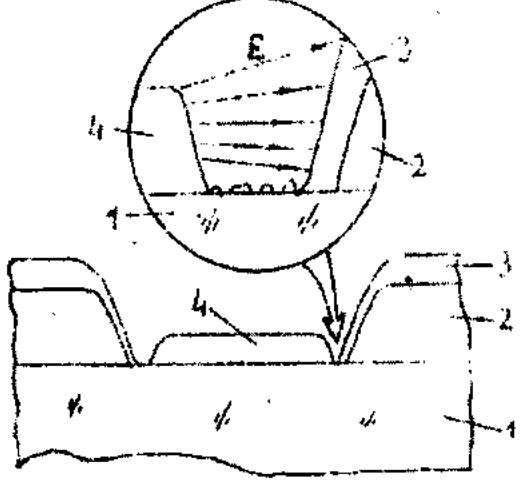


Рис. 1. Возникновение электрического поля внутри разрыва в пленке

Дело в том, что в серийно выпускаемых фотоэлектронных приборах, например, с Ag-O-Cs-фотокатодом, толщина манжеты в несколько раз превышает толщину фотокатода (более 120 нм и порядка 30 нм) и коэффициенты линейного расширения материалов манжеты, фотокатода и подложки сильно различаются. Технология же изготовления фотокатода включает многократные нагревы до 200°C и охлаждения до комнатной температуры. В результате этого, как показали исследования, окончательно изготовленный фотокатод не представляет одно-

этом высвобождающийся кислород может выделяться в газовую фазу и взаимодействуя с поверхностью фотокатода, нарушать его оптимальную структуру и состав, приводя к увеличению работы выхода и потере чувствительности.

Действительно, в экспериментах замечено, что в тех фотоэлектронных приборах с Ag-O-Cs-фотокатодом, в которых начальное переходное сопротивление имело величину нескольких МОм и превышало сопротивление пленки фотокатода в рабочей области, после значительной потери чувствительности на границе рабочей области фотокатода, хотя бы в некоторых местах, образуется визуально заметное изменение цвета, пропорциональное степени деградации (т.е. ширина участков изменения цвета пропорциональна степени деградации и может достигать долей миллиметра, а сам цвет пленки фотокатода в этих местах - желтоватый, напоминает напыленную на стекло пленку неокисленного серебра). То есть, изменение цвета произошло из-за высвобождения кислорода - превращения окислов серебра и цезия до состояния недокисей или даже металлов.

Таким образом, к известным механизмам деградации фотокатодов, таким как ионная бомбардировка фотокатода, натекание газов через микротрешины в объем прибора, газовыделение с внутренних поверхностей прибора, его арматуры, люминофора, фотохимическое разложение фотокатода и др., следует прибавить еще один, связанный с электронной бомбардировкой границы рабочей области фотокатода, приводящий к диссоциации его ингредиентов и высвобождению атомов в объем прибора.

Однако, отсутствие методов измерения этого переходного сопротивления приводит к необходимости разработки такого метода.

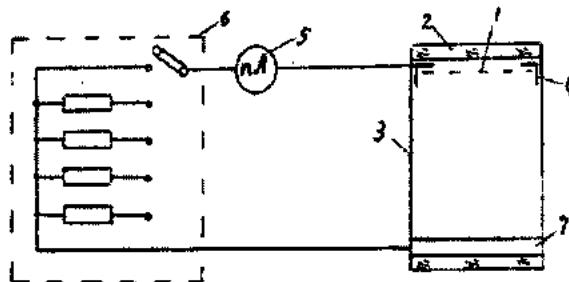


Рис.2. Схема, объясняющая сущность метода

На рис.2 приведена сущность метода. Фотокатод 1 нанесен на подложку 2 фотоэлектронного прибора 3 таким образом, что периферийная часть фотокатода, лежит на манжете 4 (обычная конструкция вакуумных фотоэлектронных приборов). Манжету через измеритель тока 5 соединяют последовательно через магазин сопротивлений 6 с анодом 7 фотоэлектронного прибора. Фотокатод облучают потоком света из области его чувствительности. Луч света при этом представляет в поперечном сечении кольцо. Этот свет направляют на область фотокатода, прилегающую к манжете, но при этом этот свет манжеты не касается. Свет вызывает с фотокатода электронную эмиссию. Этот фототок измеряют при нулевом сопротивлении магазина 6. Затем постепенно увеличивая сопротивление магазина добиваются заметного уменьше-

ния фототока. Измеряют этот фототок. После этого тот же поток света фокусируют в точке в центре фотокатода и измеряют фототок при нулевом сопротивлении магазина и добиваются заметного уменьшения фототока повышением сопротивления магазина. Этот ток также измеряется. Электрическое сопротивление перехода и фотокатода определяют из соотношений:

$$r = R \cdot J / (J_0 - J) \quad (1)$$

$$\rho/h = \pi [(r - R_1) i - r i_0] / (i_0 - i) \quad (2)$$

где r -электрическое сопротивление перехода, Ом; ρ/h -поверхностное электрическое сопротивление пленки фотокатода, Ом/квадрат; J_0 , J -фототоки от потока света в виде кольца, соответственно, при нулевом сопротивлении магазина и при сопротивлении магазина, равном R_1 , А; R -сопротивление магазина, при котором фототок от света в виде кольца упал от J_0 до значения J , Ом; i_0 , i -фототоки от сфокусированного в центр луча света, соответственно, при нулевом сопротивлении магазина, и при сопротивлении магазина, равном R , А; R_1 -сопротивление магазина, при котором фототок от сфокусированного в центр фотокатода луча света упал от i_0 до i , Ом.

Идея метода заключается в том, что облучение не всей площади фотокатода, а только именно области фотокатода, прилегающей к манжете, потоком в виде узкого кольца, не касающегося манжеты, позволяет исключить фототок со всей пленки фотокатода, т.е. дает возможность определить сопротивление именно перехода манжеты в фотокатод. Подключение же к цепи анод-фотокатод последовательно магазина сопротивлений и гальванометра позволяет изменять общее сопротивление цепи и по изменению тока (связанного с изменением общего сопротивления цепи) сравнивать сопротивление перехода манжета-фотокатод с сопротивлением магазина.

Световой поток, представляющий собой в поперечнике кольцо, легко получить пропуская сплошной поток через непрозрачную диафрагму с кольцевым вырезом. Магазин сопротивлений должен содержать сопротивления от нуля до 10^9 Ом. Измерителем тока может служить наноамперметр.

Следует особо подчеркнуть, что схема на рис. 2 не содержит отдельного источника тока. Дело в том, что при облучении фотокатода светом, вызывающим фотоэмиссию, эмиттированные фотоэлектроны сами без "посторонней помощи" летят до анода, создавая тем самым в цепи электрический ток (хотя и малый, но вполне достаточный для измерения). При облучении прилегающей к манжете области фотокатода лучом света в форме кольца возникает фотоэлектронная эмиссия (фотоэлектроны летят на анод, создавая в цепи фототок). Измерив фототок при нулевом сопротивлении магазина, постепенно увеличивая сопротивление магазина, следя за фототоком (свет при этом продолжает падать в виде кольца на приманжетную область фотокатода). При заметном (т.е. достоверном) изменении (уменьшении) фототока (например, на 3%), это значение сопротивления магазина и ток записывают и из соотношения (1) находят величину переходного сопротивления манжета-фотокатод.

Например, первоначальный фототок (при нулевом сопротивлении магазина) был равен $J_0=90 \cdot 10^{-9}$ А. Фототок упал до значения, скажем, $J=86 \cdot 10^{-9}$ А (т.е. вполне заметно) при сопротивлении магазина равном $R=100$ кОм. Следовательно, искомое сопротивление перехода равно $r=10^3 \cdot 86 \cdot 10^{-9} / (90-86) \cdot 10^{-9} = 2,15$ МОм.

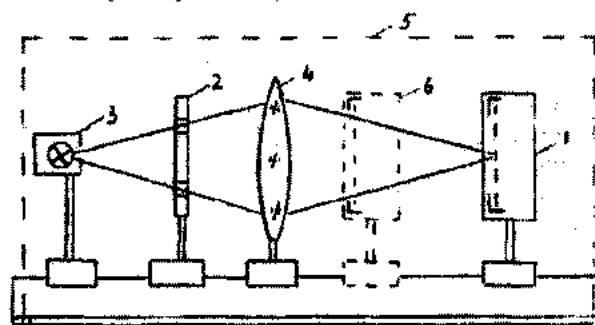


Рис.3. Измерительная установка

Затем определяется сопротивление самой пленки фотокатода. Для этого луч света фокусируют в точку, и направляют в центр фотокатода. Этого можно добиться изменением расстояния от фотоэлектронного прибора до диафрагмы (рис.3).

Снова определяют ток при нулевом сопротивлении магазина и увеличивая сопротивление последнего, добиваются заметного уменьшения фототока (луч света непрерывно падает в центр фотокатода), после чего из соотношения (2) определяют сопротивление пленки фотокатода. Например, первоначальное значение фототока при облучении центра фотокатода было равно $i_0=70 \cdot 10^{-9}$ А. При сопротивлении магазина, равном $R_1=2 \cdot 10^3$ Ом произошло падение фототока до $i=65 \cdot 10^{-9}$ А. Учитывая, что сопротивление перехода равно $r = 2,15$ МОм (см. предыдущий пример), из соотношения (2) найдем сопротивление пленки фотокатода:

$$\rho/h=\pi[(2,15 \cdot 10^6 + 2 \cdot 10^3) \cdot 65 \cdot 10^{-9} - 2,15 \cdot 10^6 \cdot 70 \cdot 10^{-9}] / (70-5) \cdot 10^9 = 1,41 \text{ МОм/квадрат.}$$

И первый, и второй пример взяты из непосредственных измерений фотоэлектронного прибора типа М-9 [2] с серебряно-кислородно-цеиевым фотокатодом. Интересно, что сопротивление самой пленки меньше сопротивления перехода.

Соотношения для расчетов сопротивления получены из следующих соображений. При облучении фотокатода излучением, вызывающим с него фотоэмиссию, между точкой падения излучения и внешним электродом манжеты возникает разность потенциалов, т.к. на месте электронов, покидающих вследствие фотоэмиссии фотокатод остается нехватка зарядов. Собственно пополнение фотокатода электронами (т.е. электрический ток) происходит из-за этой разности потенциалов. Сопротивление току оказывают элементы фотоэлектронного прибора, по которым течет ток, т.е. внешний электрод манжеты, сама манжета, переход манжеты в фотокатод и сам фотокатод. Сопротивлением внешнего электрода манжеты и самой манжеты можно пренебречь, т.к. у них очень хорошая проводимость (внешний электрод обычно изготавливается из платиновой проволоки, а манжета - из достаточно толстой металлической пленки, в результате чего их суммарное сопротивление составляет доли Ома). Таким образом, сопротивление электрическому току оказывает переход манжеты в фотокатод и сам фотокатод. Для исключения сопротивления фотокатода, облучение фотокатода осуществляют не по всей его площади, а лишь в области, прилегающей к манжете, т.е. в виде узкого (тонкого) кольца. При этом вся остальная часть (область) фотокатода остается необлученной. Таким образом, фотоэмиссия происходит лишь с приманжетной области и можно считать, что фототоку оказывает сопротивление лишь переход манжета-фотокатод. Тогда можно написать $U=J_0 r$. Если теперь на пути тока поставить еще и дополнительное сопротивление R (магазин сопротивлений) то, естественно, ток должен уменьшиться и принять значе-

ние J . Тогда $U=J(r+R)$. Приравнивая эти два уравнения, получим: $J_0 r = J r + J R$ или $r(J_0 - J) = J R$. Отсюда для сопротивления перехода можно получить соотношение (1). Теперь, после того, как найдено сопротивление перехода, можно найти сопротивление самого фотокатода. Для этого свет необходимо сфокусировать в точку в центре фотокатода и измерить фототок i_0 , когда сопротивление магазина равно нулю. После этого установить сопротивление магазина таким, чтобы фототок упал до значения i . Тогда можно написать

$$(r+R_{пл}) i_0 = u' ; (r+R_{пл} + R_1) i = u'$$

Отсюда

$$(r+R_{пл}) i_0 = (r+R_{пл} + R_1) i$$

где $R_{пл}$ - сопротивление пленки фотокатода от его центра до перехода манжета-фотокатод. Из последнего уравнения можно получить: $i_0 + R_{пл} i_0 = r i + R_{пл} i + R_1 i$; отсюда

$$R_{пл} = [i(r+R_1) - i_0] / (i_0 - i) \quad (3)$$

Это значение сопротивления пленки фотокатода, измеренное между центром фотокатода и манжетой не несет большой информационной ценности. Поэтому переведем это сопротивление в поверхностное сопротивление, которое принято измерять в Ом/квадрат [2]. Для этого сперва напишем уравнение сопротивления проводника с удельным сопротивлением ρ , длиной l и сечением S : $R=\rho l/S$. Для случая круглого фотокатода толщиной h можно считать, что общее сопротивление пленки, измеренное между ее центром и внешней окружностью, равно общему сопротивлению параллельно включенных секторов с углом $d\alpha$, когда число секторов стремится к бесконечности, а угол $d\alpha$ при этом стремится к нулю. Тогда

сопротивление одного такого элементарного сектора (рис.4) будет:

$$dR = \rho l / dS = \rho l / (h \cdot x / 2), \text{ где } x = l \cdot \sin(\alpha).$$

Так как для малых углов синус угла равен самому углу, то $x = l \cdot \alpha$. Тогда $dS = h l d\alpha / 2$, а сопротивление элементарного сектора будет равно $dR = 2\rho / (h d\alpha)$.

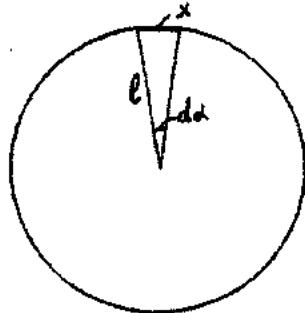


Рис.4. К вычислению сопротивления круглой пленки

Для параллельного соединения сопротивлений общее сопротивление определяется уравнением:

$$1 / R_{\text{общ}} = \sum_{n=1}^{\infty} \left(1 / dR_n \right).$$

Таким образом, для расчета нам необходимы обратные сопротивления: $1 / dR = (h d\alpha) / (2\rho)$. Проинтегрировав это выражение по всем углам, найдем:

$$1 / R_{\text{общ}} = \int_0^{2\pi} \left(h / 2\rho \right) d\alpha = \left(h / 2\rho \right) \cdot \int_0^{2\pi} d\alpha = \pi h / \rho$$

Вновь взяв обратную величину, найдем $R_{\text{общ}} = \rho / (\pi h)$, т.е. $\rho / h = \pi R_{\text{общ}}$. Таким образом, для нахождения поверх-

ностного сопротивления необходимо полученное из измерений сопротивление (3) умножить на π .

Разработанный метод позволяет также прогнозировать явно недолговечные приборы. Это такие приборы, в которых, во-первых, сопротивление перехода в несколько раз (5 и более раз) превышает сопротивление пленки фотокатода в его рабочей области. Это условие необходимо для того, чтобы напряжение, возникающее вследствие протекания фототока, падало в основном на переходе (разрыве фотокатода). Второе условие определяется из соотношения $D < JR$, где D - максимальная энергия диссоциации для молекул фотокатода, эВ; J - величина фототока, А; R - сопротивление перехода, Ом. Так, для Ag-O-Cs-фотокатода D меньше 5 эВ. Если ток через фотокатод будет в данном приборе иметь величину 2 мкА, то сопротивление R , необходимое для того, чтобы работал указанный механизм деградации составит $5B / 2 \cdot 10^{-6} A = R$, т.е. R должно быть больше $2,5 \cdot 10^6$ Ом. Если же, ток будет 10 мкА, то R для такого тока должен быть $5 \cdot 10^5$ Ом. Другими словами, если имеется прибор, в котором переходное сопротивление равно, скажем, 5 МОм и оно, скажем, в 10 раз превышает сопротивление фотокатода, то значение тока через фотокатод, при котором будет происходить диссоциация молекул фотокатода, и, стало быть, долговечность прибора будет низкой, будет равно $J = 5B / 5 \cdot 10^6$ Ом = $1 \cdot 10^{-6} A = 1 \text{ мкA}$. Т.е., при токах больших 1 мкА в этом приборе кроме других механизмов деградации будет наблюдаться также и деградация фото-катода, связанная с диссоциацией его молекул в разрыве, вызванная электронной бомбардировкой. Таким образом, при токах больших 1 мкА долговечность этого прибора будет низкой.

Разработанный метод успешно используется в производстве электронно-оптических преобразователей для отбора явно недолговечных изделий.

- [1] Авт. свид. СССР № 467300, 1975.
[2] М.М. Бутслов, Б.М. Степанов, С.Д. Фанченко. Электронно-оптические преобразователи и их применение в научных исследованиях. М., Наука, 1978, с. 478.

- [3] В. Гартманн, Ф. Бернгард. Фотоэлектронные умножители. М.-Л., Госэнергоиздат, 1961, с.48.
[4] В.С. Фоменко. Эмиссионные свойства материалов. Справочник. Киев, Наукова думка, 1981, с.223.

H. N. Vazirov

KATODUN MÜQAVİMƏTİ İLƏ VAKUUM FOTOELEKTRON CİHAZININ ETİBARLILIĞI ARASINDA ƏLAQƏ HAQQINDA

Fotokatodun və keçid sahəsinin müqavimətinin təyin edilməsinin elə metodu işlənmişdir ki, vakuum fotoelektron cihazlarının e'tibarlılığını proqnozlaşdırmağa imkan verir.

Kh.N. Vezirov

ON THE CONNECTION BETWEEN PHOTOCATHODE RESISTANCE AND RELIABILITY OF A VACUUM PHOTOELECTRON DEVICE

The method for determination of the resistance of photocathode and transition region is suggested, which allows forecast reliability of vacuum photoelectron devices.

Дата поступления: 08.01.01

Редактор: А.М. Гашимов

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА МОЛЕКУЛЫ LEU-ГАЛЛАТОСТАТИНА 4

Л.И. ВЕЛИЕВА, И.Н. АЛИЕВА, Д.И. АЛИЕВ, Н.М. ГОДЖАЕВ

Бакинский Государственный Университет
370148, Баку, ул. З.Халилова, 23

Методом теоретического конформационного анализа изучено пространственное строение молекулы Leu-галлатостатина. Показано, что стабильная конформация нейропептида близка по геометрическим параметрам пептидного остова к α -спиральной структуре.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение пространственного строения и конформационной подвижности биологически активных нейропептидов семейства галлатостатинов необходимо для понимания молекулярных механизмов функционирования соединений, ингибирующих синтез и выделение ювенильных гормонов, ответственных за рост и метаморфоз насекомых [1-4]. К их числу относится нейропептид Leu-галлатостатин 4, выделенный из грудного ганглия муки "Calliphora Vomitoria", C-концевая аминокислотная последовательность которого гомологична аллатостатинам, идентифицированным в других насекомых [5-6].

Метод расчета. Методом теоретического конформационного анализа изучены конформационные возможности нейропептида Leu-галлатостатина 4 и установлена пространственная организация молекулы, соответствующая минимальному значению ее внутримолекулярной энергии. Последняя представлена в виде аддитивной суммы вкладов энергии невалентных, электростатических взаимодействий составляющих молекулу атомов, энергии образования водородной связи и торсионной энергии, обусловленной заторможенным вращением атомов вокруг соединяющей их одинарной связи. Параметры полузэмпирических потенциальных функций, описывающих различные виды межатомных взаимодействий, взяты из [7,8]. Используемый методологический подход включает в себя разбиение молекулы на отдельные фрагменты и поиск их устойчивых конформационных состояний, соответствующих минимальному значению энергии межатомных взаимодействий в пределах каждого из исследуемых фрагментов [8]. Процедура минимизации энергии проведена методом сопряженных градиентов, позволяющим на каждом его этапе отбирать "перспективные" для дальнейшего расчета конформации. Критерий отбора основан на условии, согласно которому значение минимальной энергии заданной конформации (E) не должно превышать значение энергии ближних взаимодействий всех возможных конформеров (E_{min}) в пределах выбранного участка молекулы на величину ΔE , т.е. $E - E_{min} \leq \Delta E$. Величина ΔE выбрана путем анализа энергии ди-, три- и других пептидных типов межстаточных взаимодействий в олигопептидах и белках [7,8]. В вычислительных экспериментах использована стандартная система идентификаторов, позволяющая описывать конформационные состояния молекулы, соответствующие различным значениям двугранных углов с помощью символов R, B, L, P характеризующих формы валентной цепи и шейпов e, f, характеризующих способ укладки

пептидной цепи в пространстве независимых координат X , Y , Z [9]. Стартовые значения углов вращения в процессе минимизации соответствовали низкоэнергетическим конформационным состояниям N-ацетил- α -амино-кислот, взятых из [8].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис.1 приведены модель молекулы Leu-галлатостатина 4, обозначения варьируемых углов вращения вокруг связей в основной (ω , ϕ , ψ) и боковых цепях (χ) составляющих молекулу аминокислотных остатков, а также схема поэтапного расчета, включающего независимое исследование конформационных состояний отдельных фрагментов молекулы.

ТЕТРАПЕПТИД ASN¹-ARG²-PRO³-TYR⁴. N-концевая тетрапептидная последовательность молекулы Leu-галлатостатина 4 содержит остатки с объемными боковыми цепями: положительно заряженной в Arg, полярной в Asn и неполярной в случае тирозина. В отличие от других представителей семейства галлатостатинов [9], Leu-галлатостатин 4 содержит один остаток пролина в третьем положении от N-конца валентной цепи молекулы. Жесткое пирролидиновое кольцо Pro фиксирует угол поворота на значении, приблизительно равном -60° , поэтому конформационная энергия пролина зависит только от угла поворота ψ . Кроме того, CH_2 -группа, связанная с азотом имида накладывает стерические ограничения на область возможных конформаций предшествующего остатка, в частности, в R области аргинина. Поэтому общее число начальных вариантов, составленных для процедуры минимизации на тетрапептидном фрагменте составило 701. Они соответствуют 4 возможным шейпам и 27 формам основной цепи молекулы. При составлении начальных приближений учтены особенности расположения остатков в пептидной цепи в зависимости от типа шейпа. Выбраны такие ориентации боковых цепей, которые привели бы к энергетически выгодным межстаточным взаимодействиям. Низкоэнергетические конформационные состояния тетрапептида представлены 99 структурными вариантами, энергетическое распределение которых схематически представлено на рис.2. Они характеризуются полусвернутыми и развернутыми формами основной цепи. Анализ вкладов межстаточных взаимодействий в таких конформациях показал, что наибольший вклад в стабилизацию полученных структур вносят взаимодействия между остатками в пределах ди- и трипептидных участков фрагмента. Конформации полностью развернутого шейпа eee характеризуются слабыми тетрапептидными взаимодействиями, но образуют доста-

точно эффективные трипептидные взаимодействия между Arg и Tyr, энергетические вклады от которых составляют ~ -5.0 ккал/моль. В конформациях шейпа *fef* центром электростатической стабилизации является заряженная боковая цепь аргинина, образующая эффективные контакты с Pro и Tyr в 3-м и 4-ом положениях аминокислотной последовательности.

Arg в целом играет важную роль в формировании низкоэнергетических структур тетрапептидного фрагмента молекулы Leu-галлатостатина 4. Учитывая возможность реализации на свободном фрагменте конформаций всех четырех шейпов, они были включены в расчетную схему на больших фрагментах молекулы.

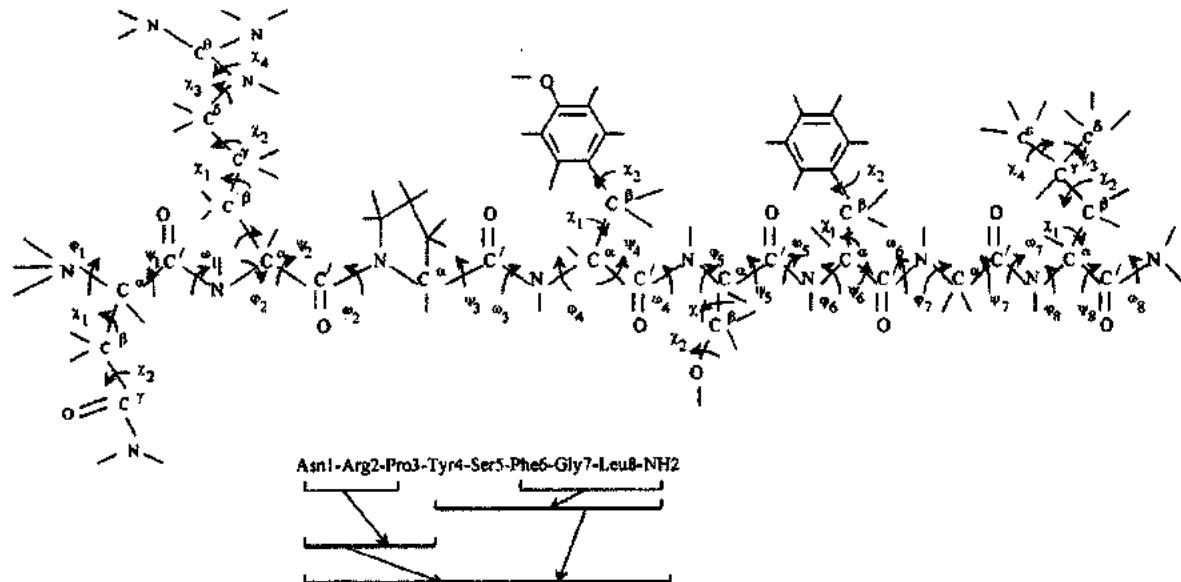
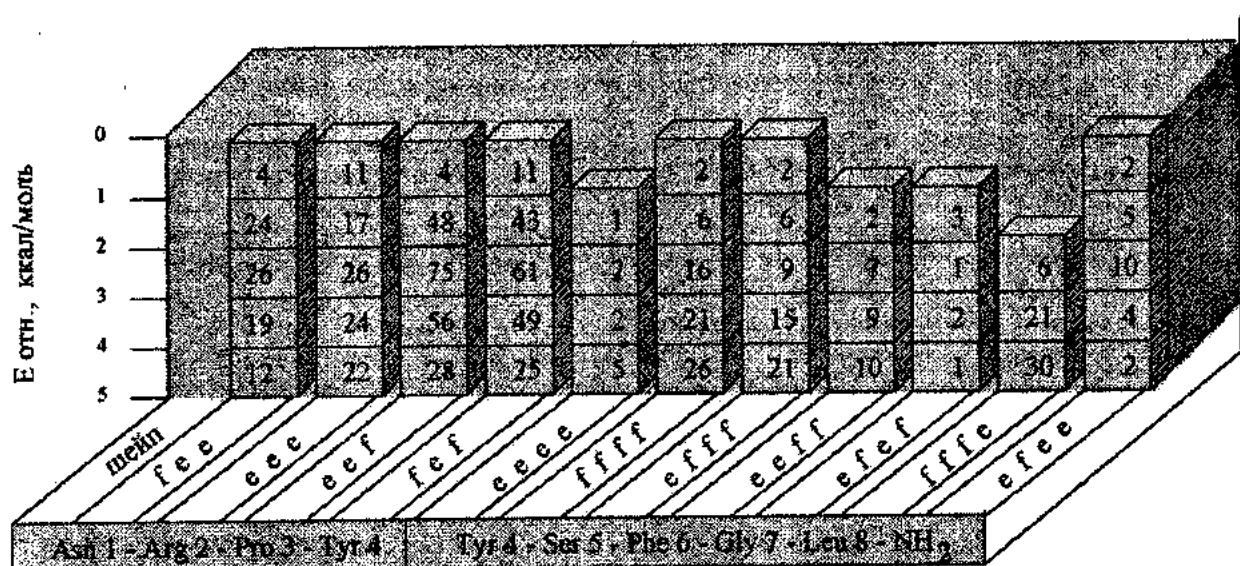


Рис. 1. Модель и схема расчета молекулы Leu – галлатостатина 4.

ПЕНТАПЕТИД $TYR^4\text{-SER}^5\text{-PHE}^6\text{-GLY}^7\text{-LEU}^8\text{-NH}_2$.
Конформационные состояния С-концевого пентапептида молекулы Leu-галлатостатина 4 были оценены на основе

низкоэнергетических состояний перекрывающихся фрагментов согласно схеме, приведенной на рис. 1.



Цифры в вертикальных столбцах характеризуют число конформаций

Рис. 2. Энергетическое распределение конформаций в фрагментах молекулы Leu – галлатостатина 4.

В интервал от относительной энергии 0 – 1 ккал/моль попадает одинаковое число конформаций шейпов *ffff*, *efff* и *eeee* (рис.2). Наибольшее число конформаций в интервале относительной энергии 0-3 ккал/моль α -спиральные структуры шейпа *ffff*. Конформации шейпов *ffff* и *efff* отличаются двугранными углами основной и боковой цепи остатка Тут, в зависимости от которых оказываются различными энергетические вклады от взаимодействий с С-концевым лейцином. В случае свернутой в сторону валентного остова боковой цепи Тут (конформация $B_3R_1B_2PR_{31}$) его контакты с Leu на конце фрагмента наиболее эффективны (максимальный вклад от энергии взаимодействия составляет -5.0 ккал/моль). Развернутая боковая цепь Тут (конформация $R_2R_1B_3PR_{31}$) участвует в формировании эффективных контактов лишь в пределах дипептидного фрагмента молекулы (~ -3 ккал/моль). Во всех структурах шейпов *ffff* и *efff* образуются характерные для α -спиральных конформаций водородные связи между атомами кислорода карбонильной группы и атомами водорода амидной группы : NH (Тут) - OC (Leu) пептидных звеньев. Водородные связи образуются и в других конформациях, но они не носят упорядоченный характер. Конформации шейпов *eeee* и других шейпов с полусвернутыми формами основной цепи уступают предыдущим структурам только по вкладу дисперсионных взаимодействий. Наиболее эффективные межостаточные взаимодействия образует Phe. Суммарный вклад от энер-

гии ди- и трипептидных взаимодействий Phe составляет – 3.1 и –2.4 ккал/моль.

LEU-ГАЛЛАТОСТАТИН 4. Конформационный анализ молекулы Leu-галлатостатина 4 согласно схеме на рис.1 проведен на основе сочетания результатов расчета перекрывающихся по остатку Тут тетра- и пентапептидных фрагментов. Всего было составлено 755 начальных приближений, соответствующих 42 возможным шейпам и 113 формам основной цепи молекулы. В исходных вариантах учитывались различные конформационные состояния и ориентации боковой цепи Тут¹ для максимального создания благоприятных межостаточных взаимодействий тирозина. Энергетическое распределение конформаций октапептида, низкоэнергетические конформационные состояния и вклады внутри- и межостаточных взаимодействий наиболее оптимальных структур молекулы схематически приведены на рис.3 и таблицах 1,2.

Таким образом на основе проведенных исследований можно сделать вывод о реализации α -спиральной структуры Leu-галлатостатина и ограниченной конформационной подвижности его пептидного остова, о чем свидетельствует количество конформаций (7), попадающих в интервал относительной энергии 0-2 ккал/моль. Различия касаются конформационных состояний N-концевого трипептида в шейпах *feffff* и *eeffff*.

Таблица 1.
Геометрические параметры (в град) низкоэнергетических конформаций молекулы Leu-галлатостатина 4.

Аминокислота	Координаты																	
	$\varphi=-92$	$\psi=-52$	$\omega=171$	$\chi_1=184$	$\chi_2=78$	$\varphi=-100$	$\psi=-60$	$\omega=180$	$\chi_1=180$	$\chi_2=-90$	$\varphi=57$	$\psi=79$	$\omega=179$	$\chi_1=188$	$\chi_2=-85$			
Asn ¹																		
Arg ²	$\varphi=-130$	$\psi=-82$	$\omega=178$	$\chi_1=-66$	$\chi_2=180$	$\chi_3=180$	$\chi_4=179$	$\chi_5=180$	$\varphi=-129$	$\psi=147$	$\omega=183$	$\chi_1=57$	$\chi_2=184$	$\chi_3=185$	$\chi_4=179$	$\chi_5=179$		
Pro ³		$\psi=-31$	$\omega=196$						$\varphi=-62$	$\omega=183$				$\psi=-33$	$\omega=195$			
Tyr ⁴	$\varphi=-95$	$\psi=-33$	$\omega=184$	$\chi_1=58$	$\chi_2=89$				$\varphi=-114$	$\psi=141$	$\omega=184$	$\chi_1=184$	$\chi_2=87$	$\varphi=-98$	$\psi=-30$	$\omega=187$		
Ser ⁵	$\varphi=-98$	$\psi=-60$	$\omega=186$	$\chi_1=181$	$\chi_2=180$				$\varphi=-99$	$\psi=142$	$\omega=184$	$\chi_1=58$	$\chi_2=183$	$\varphi=-95$	$\psi=-60$	$\omega=186$		
Phe ⁶	$\varphi=-88$	$\psi=-48$	$\omega=184$	$\chi_1=178$	$\chi_2=86$				$\varphi=-118$	$\psi=152$	$\omega=187$	$\chi_1=59$	$\chi_2=89$	$\varphi=-88$	$\psi=-49$	$\omega=184$		
Gly ⁷	$\varphi=-63$	$\psi=-53$	$\omega=174$						$\varphi=-78$	$\psi=-65$	$\omega=173$			$\varphi=-64$	$\psi=-53$	$\omega=175$		
Leu ⁸	$\varphi=-86$	$\psi=-54$	$\omega=179$	$\chi_1=177$	$\chi_2=61$	$\chi_3=180$	$\chi_4=175$		$\varphi=-94$	$\psi=-56$	$\omega=179$	$\chi_1=176$	$\chi_2=61$	$\chi_3=180$	$\chi_4=175$	$\varphi=-86$	$\psi=-54$	$\omega=179$
шейп	<i>feffff</i>				<i>fefeff</i>				<i>eeee</i>				<i>eeffff</i>					
форма	$R_2B_3RR_1R_2R_2RR_{21}$				$R_2B_1RB_2B_1B_3PR_{21}$				$L_2B_1RR_1R_2R_2RR_{21}$									
	Энергетические вклады, ккал/моль																	
$E_{\text{кв}}$	-43.0								$E_{\text{кв}}$	-39.6						-42.1		
$E_{\text{эл}}$	3.2								$E_{\text{эл}}$	3.0						3.2		
$E_{\text{тор}}$	5.1								$E_{\text{тор}}$	2.7						5.1		
$E_{\text{полная}}$	-34.8								$E_{\text{полная}}$	-33.9						-33.8		

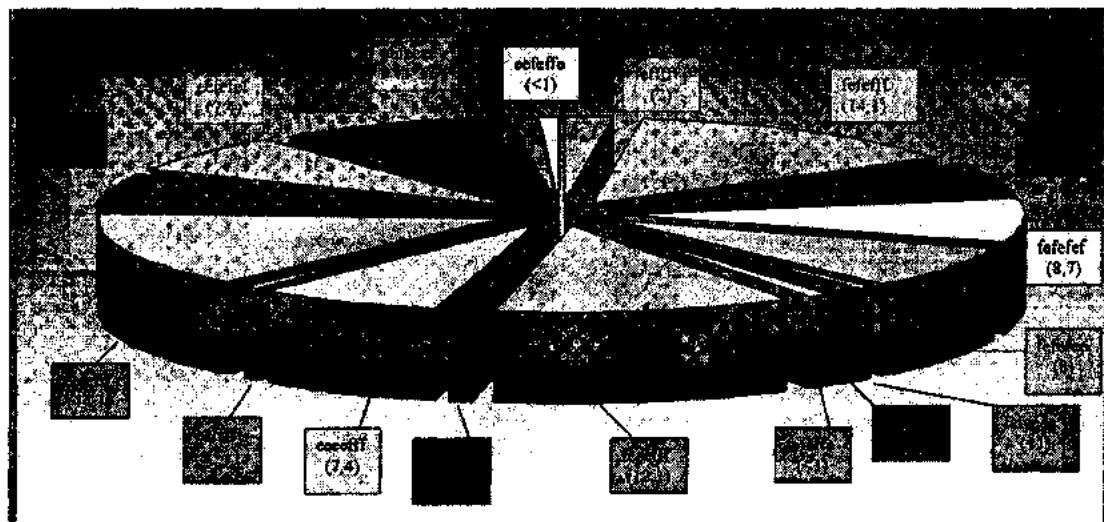


Рис. 3. Число низкоэнергетических конформаций (%) шейпов молекулы Leu-галластатина 4 ($E_{\text{отн}}=0-5$ ккал/моль)

Анализ внутри- и межостаточных взаимодействий в конформациях этих шейпов свидетельствует о важной роли ди-, три- и тетрапептидных взаимодействий в формировании α -спиральных структур, суммарные энергетические вклады от которых в глобальной конформации нейропептида (табл. 1) составляют -11.8, -7.5 и -4.5 ккал/моль, соответственно. Конформация L₂B₃RR₁R₂R₂RR₂, шейпа *seefffff* с развернутым N-концевым участком всего на 1.1 ккал/моль отличается от глобальной структуры. Конформации Leu-галлатостатина 4 в других возможных шейпах нейропептида стабилизированы межостаточными взаимодействиями Arg² с Tug⁴ и Ser⁵ (~ -4 ккал/моль) и характеризуются менее упорядоченной структурой пептидного остатка.

Обобщая результаты проведенных исследований можно утверждать, что наиболее стабильными и вероятными для реализации биологических свойств молекулы Leu-галлатостатина 4 являются конформации, близкие по параметрам пептидного остава к α -спиральной структуре. Изучение влияния подвижности боковых групп аминокислотных остатков на стабильность пептидного остава в таких конформациях показало, что боковые цепи Tug⁴, Phe⁶ и Leu⁸ направлены в сторону от α -спирали и стабилизированы в основном ближними взаимодействиями.

Таблица 2 .
Энергетические вклады (ккал/моль) внутри- и межостаточных взаимодействий в низкоэнергетических конформациях молекулы Leu-галлатостатина 4

Asn ¹	Arg ²	Pro ³	Tug ⁴	Ser ⁵	Phe ⁶	Gly ⁷	Leu ⁸	
-0.49	-2.24	-1.31	-0.25	-0.02	-0.07	-0.02	-0.01	
0.06	-2.74	-0.42	-0.08	0.02	-0.02	0.00	0.00	
-0.45	-1.64	-2.12	-0.27	-0.01	-0.01	0.01	0.00	Asn ¹
	0.24	-3.23	-3.32	-2.57	-3.63	-1.02	-0.24	
	0.57	-2.68	-3.00	-2.48	-3.10	-0.07	-0.26	
	0.26	-3.22	-2.67	-2.03	-3.39	-2.19	-0.22	Arg ²
		0.13	-1.10	-0.69	-0.41	-1.69	-1.53	
		0.32	-0.58	-0.32	-0.06	0.00	0.00	
		0.15	-1.39	-0.70	-0.33	-1.23	-2.09	Pro ³
			0.38	-2.30	-0.58	-0.46	-2.33	
			-0.52	-3.30	-4.73	-0.05	-0.02	
			0.32	-2.05	-0.55	-0.40	-2.52	Tug ⁴
				0.94	-1.08	-0.67	-0.84	
				0.88	-1.59	-0.25	-0.82	
				0.94	-1.09	-0.64	-0.82	Ser ⁵
					-0.22	-0.68	-0.96	
					-0.11	-0.39	-1.80	
					-0.22	-0.77	-0.93	Phe ⁶
						1.32	-1.15	
						1.29	-1.04	
						1.32	-1.15	Gly ⁷
							-1.02	
							-1.11	
							-1.02	Leu ⁸

*Примечание. В строках 1-3 приведены данные для низкоэнергетических конформаций шейпов *seefffff*, *sefeeff* и *seefffff* соответственно.

Наличие сравнимых по стабильности конформационных состояний нейропептида свидетельствует о возможности последовательных конформационных переходов, обусловленных специфическим окружением молекулы на разных этапах ее функционирования.

Авторы сохраняют за собой право на графическое изображение распределения конформаций, которое впервые приведено в данном сообщении.

-
- [1] *H. Duve, A.H. Johnsen, A. Thorpe. Biol.Chem.*, 1994, v.269, №33, p.21059-21066.
 - [2] *H. Duve, A.H. Johnsen, A. Thorpe. Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 1993, v.90, p.2456-2460.
 - [3] *H. Duve, A.H. Johnsen, A.G. Scott. Regul.Pept.*, 1995, v.57, №3, p.237-245.
 - [4] *H. Duve, A.H. Johnsen, J.L. Maestro et all. Regul.Pept.*, 1996, v.67, №1, p.11-19
 - [5] *H. Duve, A. Thorpe. Cell and Tissue Research*, 1994, v.276, №2, p.367-379
 - [6] *P. East, K.Tregenza, H. Duve et all. Regul.Pept.*, 1996, v.67, №1, p.1-9
 - [7] Е.М. Попов. Структурная организация белков», М., Наука, 1989, 352с.
 - [8] Е.М. Попов. Int.J.Quant.chem., 1979, v.16, p.707-737.
 - [9] Л.И. Велиева, И.Н. Алиева, Д.И. Алиев, Н.М. Годжаев. Журнал Физика, 2000, №1, с.19-23.

L.I. Veliyeva, I.N. Əliyeva, C.I. Əliyev, N.M. Qocayev

LEU-QALLATOSTATİN 4 MOLEKULUNUN FƏZA QURULUŞU

Nəzəri konformasiya analizi üsulu ilə Leu-qallatostatin 4 molekulunun fəza quruluşu öyrənilmiş və göstərilmişdir ki, bu neyro-peptidin stabil konformasiyası peptid gövdəsinin həndəsi parametrlərinə görə α -spiral quruluşuna yaxındır.

L.I. Velieva, I.N. Alieva, D.I. Aliev, N.M. Godjaev

SPATIAL STRUCTURE OF LEU-CALLATOSTATIN 4 MOLECULE.

Three-dimensional structure of the Leu-callatostatin 4 molecule has been studied by the method of theoretical conformational analysis. It was shown that geometrical parameters of neuropeptide stable conformations are close to the parameters of α -helical – type structures.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $MnCr_2Te_4$

Л.М. ВАЛИЕВ, Ш.О. ОРУДЖЕВА

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

Исследования электрических и магнитных свойств $MnCr_2Te_4$ выявили наличие перехода металл-полупроводник при $T \geq 200K$. Показано, что такой переход связан с магнитным фазовым переходом типа ферромагнетик-парамагнетик.

Исследования структурных и электрических свойств хромовых халькогенидов марганца показали, что $MnCr_2Te_4$ кристаллизуется в моноклинной сингонии в структурном типе NiAs с параметрами решетки $a=6,60\text{\AA}$, $b=4,09\text{\AA}$, $c=12,50\text{\AA}$ и $\beta=90^\circ$, в температурной зависимости электропроводности в области $\sim 200K$ обнаруживаются некоторые аномалии. Однако отсутствие комплексных данных по кинетическим и магнитным свойствам не позволяло делать заключение о природе магнитной структуры и влиянии этой структуры на механизм проводимости этого тройного хромового теллурида марганца.

Поэтому для выяснения вышеизложенной задачи были синтезированы соединения $MnCr_2Te_4$ и исследованы температурные зависимости электропроводности, термоэдс, коэффициента Холла, магнитосопротивления, намагниченности в интервале 4,2-200K и парамагнитной восприимчивости в интервале температур 90-700K.

Для приготовления образцов использовались электролитический переплавленный марганец, хром, а также теллур чистотой 99,99%. Образцы синтезировались в откаченных кварцевых ампулах при 750°C , спрессовывались под давлением 6 T/cm^2 и отжигались при 800°C в вакууме в течение 4 суток. Результаты рентгеноструктурного анализа соответствовали результатам работ [2].

Измерения электрических свойств производились компенсационным методом на постоянном токе, намагниченность - на маятниковом магнитометре Доменскали, восприимчивость - методом Фарадея на магнитоэлектрических весах.

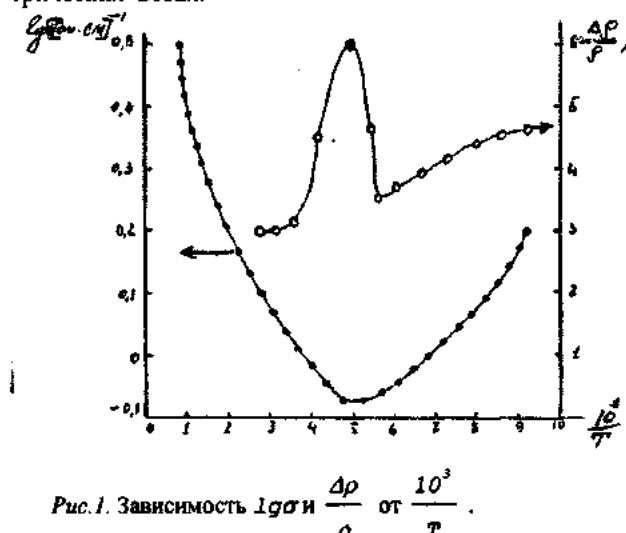


Рис.1. Зависимость $lg \sigma$ и $\frac{\Delta \rho}{\rho} \cdot 10^3$ от $\frac{1}{T}$.

На рис.1 представлены температурные зависимости электропроводности и магнитосопротивления $MnCr_2Te_4$. Видно, что начиная с низких температур до $\sim 200K$, со-

единение обладает металлическим свойством. Однако, начиная с ~ 200 К, происходит переход типа металл-полупроводник и появляется полупроводниковый характер проводимости с энергией активации $\sim 0,07$ эВ. Магнитосопротивление соединения отрицательно с резким максимумом в области ~ 200 К.

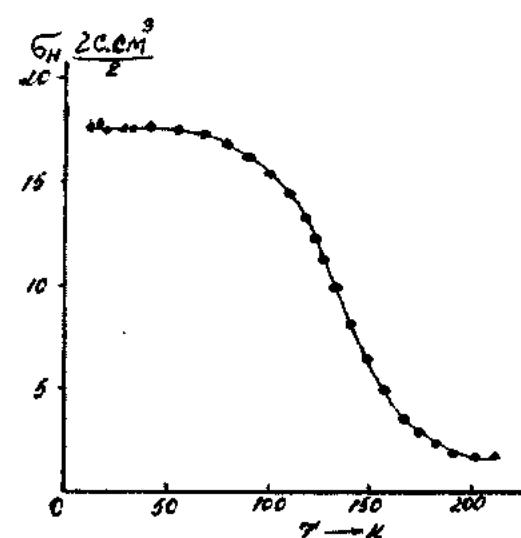


Рис. 2. Зависимость намагниченности (σ_H) от температуры.

На рис.2 приведена температурная зависимость намагниченности (σ_H) от температуры при 10,8 кЭ. Видно, что соединение обладает высокой спонтанной намагниченностью. Температура Кюри, определенная аппроксимацией $\sigma_s(T)$ и методом термодинамических коэффициентов, оказалось равной ~ 170 К. Но нулевая зависимость намагниченности указывает на то, что вплоть до 12 кЭ намагниченность соединения увеличивается, т. е. насыщения намагничивания в этих пределах достичь не удается.

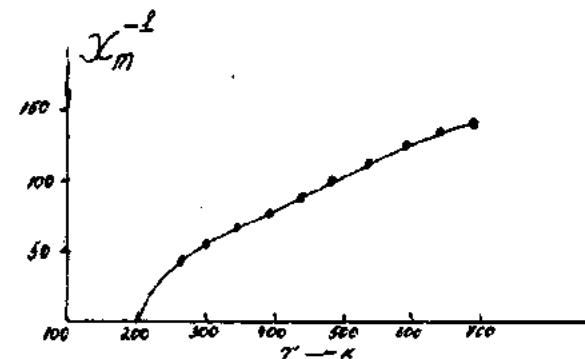


Рис.3. Зависимость парамагнитной восприимчивости (X_m^{-1}).

На рис.3 приведена температурная зависимость обратного значения парамагнитной восприимчивости этого же соединения. Видно, что в высокотемпературной области эта зависимость имеет линейный характер и не достигает насыщения.

Парамагнитная точка Кюри определена экстраполяцией зависимости $\frac{1}{\chi(T)}$ на ось температур и оказалась

равной ~200 К. Из наблюдаемого характера высокотемпературной зависимости парамагнитной восприимчивости можно сделать вывод о наличии неколлинеарных спинов. Вычисления, проведенные в соединениях, подобных соединениям [3], показали, что парамагнитная восприимчивость этого соединения может быть описана уравнением

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{5,55} + 10 - \frac{2500}{T - 190}$$

Появление перехода типа металла-полупроводник, как видно, связано с магнитным переходом типа ферримагнетик-парамагнетик. Известно, что [4] при переходе в антиферромагнитное (ферримагнитное) состояние появляется магнитная подрешетка с противоположной ориентацией спинов, которая, вследствие обменного взаимодействия с электронами проводимости создает дополнительный периодический потенциал, обладающий более низкой симметрией, чем симметрия кристалла.

Поэтому, при переходе в магнитоупорядоченное состояние может иметь место распределение энергетических зон, вследствие чего уменьшается энергия активации проводимости, причем для полупроводников с малой энергией активации это уменьшение может привести к появлению металлической проводимости ниже точки магнитного фазового перехода, что и подтверждается экспериментом.

- [1] R. Gibart, M. Robbins, V.G. Lambert. J.Phys. Chem. Sol., 1973, v.34, №8, 1363.
[2] Л.М. Валиев, И.Г. Керимов, А.А. Абдурагимов, З.М. Намазов, Н.Б. Набиева. Изв. АН. Азерб. ССР сер. Физ. тех. и мат. наук №1, 1978, с.26.

- [3] Р.З. Садыхов, Л.М. Валиев, Ш.О. Оруджева. Fizika, 2000, т.6, №2, с.21, 2000.
[4] Е.А. Туров, Ю.П. Ирхии. ФММ, 1960, Том 9, №4, с.488.

L.M. Veliyev, Sh.O. Orudzheva

MnCr₂Te₄ – ÜN ELEKTRİK VƏ MAQNİT XASSƏLƏRİ

MnCr₂Te₄ – ün elektrik və maqnit xassəlerinin tədqiqi $T \geq 200$ K-də metal yarımkəçirici keçidinin baş verdiyini müəyyən etmişdir. Bu keçidin isə ferromaqnit-paramaqnit tip maqnitfaza keçidi ilə bağlı olduğu göstərilmişdir.

L.M. Valiev, Sh.O. Orudzheva

THE ELECTRICAL AND MAGNETIC PROPERTIES OF MnCr₂Te₄

The investigation of the electrical and magnetic properties of MnCr₂Te₄ revealed a metal-semiconductor junction exist at $T \geq 200$ K. It is shown that such junction is related to the magnetic phase transition of type ferromagnetic-paramagnetic.

АНАЛИЗ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $\text{Li}(n, \alpha) T$

Х.Ш. АБДУЛЛАЕВ

*Бакинский Государственный Университет,
Баку, 370145, ул. З. Халилова, 23.*

В работе проводится анализ и оценка существующих экспериментальных данных по сечению реакции $\text{Li}(n, \alpha) T$ с целью получения рекомендованных данных.

Сечение реакции $\text{Li}(n, \alpha) T$ в нейтронной физике часто используется в качестве опорной величины. В диапазоне энергий нейтронов E_n от 0,25 эВ до 100 КэВ сечение $\sigma_{na}(E_n)$ известно с точностью 1-3%. В области энергий $500 \text{ КэВ} < E_n < 1,7 \text{ МэВ}$ точность $\sigma_{na}(E_n)$ составляет около 15%. Что касается интервала энергии от 100 КэВ до 500 КэВ, то здесь из-за сильного резонанса около энергии нейтронов 250 КэВ существуют значительные неопределенности. В оценке [1] для этой области энергий были рекомендованы значения сечения $\sigma_{na}(E_n)$, полученные из условия наилучшего описания полного сечения, упругого рассеяния нейтронов и сечения реакции (n, α) . В последнее время появились новые данные по сечению реакции $\text{Li}(n, \alpha) T$ [2-4]. Особенно подробно исследовался ход $\sigma_{na}(E_n)$ в области энергий $100 \text{ КэВ} \leq E_n \leq 500 \text{ КэВ}$. Как отмечалось на совещании экспертов по нейтронным данным, результаты работ, выполненных в диапазоне энергий $150 \text{ КэВ} \leq E_n \leq 400 \text{ КэВ}$ согласуются между собой в пределах $\pm 4\%$, если признать систематический сдвиг по энергии (около 5 КэВ) результатов работы [3] и ренормализовать величины сечения, полученные в работе [4] вниз на 5%.

В данной работе сравниваются между собой результаты параметризации экспериментальных данных [2-4] для диапазона энергии $2 \text{ КэВ} \leq E_n \leq 1500 \text{ КэВ}$ по методу наименьших квадратов с использованием ряда различных приближений. При этом результаты разных авторов принимаются равноточными и приводимые ими ошибки не учитываются. В качестве первого приближения исполь-

зовалось выражение, включающее в себя резонансный член в зависимости $1/\nu(1)$.

$$\sigma_{na}(E_n) = \frac{A\sqrt{E}}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} + \frac{B}{\sqrt{E}} + \Delta\sigma \quad (1)$$

Здесь A , B и $\Delta\sigma$ - константы, E_0 - энергия резонанса, Γ - ширина резонанса, A , B , $\Delta\sigma$ и E_0 - подгоняемые параметры. В результате обработки для них были получены следующие значения: $A=0,0141$; $B=0,1350$; $E_0=0,2410$; $\Gamma=0,1050$ и $\Delta\sigma=0,0260$. При этом величина χ^2 в точке, усредненная по области $2-1500 \text{ КэВ}$, составила 3,5, а среднеквадратичное отклонение δ_0 , вычисляемое как:

$$\delta = \sqrt{\frac{(\sigma_{\text{рас.}} - \sigma_{\text{эксп.}})^2}{\sigma_{\text{эксп.}}^2}} \cdot 100\% \quad (2)$$

и усредненное по тому же диапазону энергий, составило 7,5%. Результаты расчета, вместе с экспериментальными данными работ [2-4] приведены в таблице. В диапазоне энергий $2 \text{ КэВ} \leq E_n \leq 500 \text{ КэВ}$ выражение (1) неплохо описывает экспериментальные данные. Для $E_n > 500 \text{ КэВ}$ описание значительно хуже. Несколько улучшает согласие расчета с экспериментом введение в формулу (1) дополнительного члена, описывающего второй резонанс [2]

$$\frac{A_1\sqrt{E}}{(E - E_1^0)^2 + (\Gamma_1/2)^2} + \frac{A_2}{(E - E_2^0)^2 + (\Gamma_2/2)^2} + \frac{B}{\sqrt{E}} + \Delta\sigma \quad (2)$$

Параметры в этом случае принимают следующие значения:

$$A_1=0,0091; \quad E_1^0=0,2500; \quad \Gamma_1=0,0950; \quad A_2=0,0022; \\ E_2^0=0,2180; \quad \Gamma_2=0,0610; \quad B=0,1430; \quad \Delta\sigma=0,0260.$$

Величина χ^2 становится равной 3,0 а $\delta_0=6,8\%$. Область же $E_n > 500 \text{ КэВ}$ по прежнему описывается неудовлетворительно.

В качестве третьего приближения использовалось выражение, взятое из работы [5], полученное на основе S

- матричной теории. Сечение $\sigma_{na}(E_n)$ представлялось в следующем виде:

$$\sigma_{na}(E_n) = \sum_{j=1}^r \frac{A_j}{E + E_j} + \sum_{j=1}^r \frac{A'_j}{E + E'_j} + \Delta\sigma \quad (3)$$

Здесь:

$$A_j = A_j^0 + iB_j; \quad A'_j = A'_j^0 - iB'_j$$

и

$$E_j = E_j^0 + i\Gamma_j; \quad E'_j = E'_j^0 - i\Gamma'_j$$

В результате подготовки были получены следующие значения параметра:

$v = 3$

$$\begin{aligned} A_1^0 &= 0,0141; & \Delta\sigma &= 0,2480; & A_3^0 &= 0,1475 \\ B_1 &= 0,6971; & A_2^0 &= -0,0613; & B_3 &= 0 \\ E_1^0 &= 0,2430; & B_2 &= 0,0127; & E_3^0 &= -0,0865 \\ \Gamma_1 &= 0,1013; & E_2^0 &= 0,0865; & \Gamma_3 &= 0 \\ && \Gamma_2 &= 0,1735 \end{aligned}$$

При этом величина δ_0 существенно уменьшалась и становилась в равной 4,9%. Кроме того, как видно из таблицы, значительно улучшается описание области энергии $E_n > 500 \text{ КэВ}$.

Таким образом, из рассмотренных выше трех приближений в качестве рекомендуемого следует принять выражение (3). Ошибки величин сечений, получаемых с помощью этого выражения, в зависимости от E_n приведены в таблице. Значения δ вычислялись как среднеквадратичные отклонения экспериментальных величин от расчетных и усреднялись по конечному диапазону E_n . В таблице приведены также средние отклонения сечения от теоретического в данном интервале энергии нейтронов.

Как видно из таблицы, наблюдается нерегулярное изменение для различных интервалов энергий нейтронов значений ошибки δ , а также средней погрешности сечения $\Delta\sigma$. Однако, по сравнению со средней погрешностью

сечения $\Delta\sigma$ значения ошибки δ несколько увеличивается для больших значений энергии нейтронов.

Таблица

Интервал по энергии, КэВ	Ошибка δ , %	Средняя погрешность $\Delta\sigma$, барн
2-20	1,6	0,2375
20-40	1,6	0,2367
40-60	2,3	0,2281
60-80	1,2	0,2435
80-100	1,2	0,2420
100-120	2,5	0,2371
120-140	2,7	0,2441
140-160	3,3	0,2493
160-180	3,2	0,2423
180-200	3,1	0,2397
200-220	2,5	0,2413
220-240	1,5	0,2427
240-260	2,2	0,2385
260-280	4,9	0,2293
280-300	2,9	0,2312
300-320	2,8	0,2322
320-340	2,3	0,2411
340-360	3,1	0,2435
360-380	4,0	0,2481
380-400	8,4	0,2416
400-420	7,0	0,2483
420-440	4,7	0,2479
440-460	10,7	0,2453
460-480	5,8	0,2461
480-500	11,7	0,2473

- [1] А.В. Игнатюк, А.И. Иванов, С. Сассонов и др. «Нейтронная физика». Обнинск, 1989, ч.1, с.325.
- [2] Н.С. Бирюков, Б.В. Журавлев, Н.В. Корнилов и др. Препринт ФЭИ - 457, 1992.
- [3] В.В. Балашов и др. ЯФ, 1985, 2, с.643.

- [4] В.И. Виноградов, Е.В. Гай, Н.С. Работнов. Препринт ФЭИ, 1994, 484.
- [5] Ю.Б. Линник. Теория оптимального эксперимента. М. «Наука», 1991.

X.S. Abdullayev

Li(n, α)T REAKSIYASININ EFFEKTİV KESİYİNİN TƏHLİLİ

İşde Li(n, α) T reaksiyasının effektiv kesiyi üçün mə'lum eksperimental nəticələri təhlil edib qiymətləndirmekle uyğun qiymətlərin alınmasına baxılır.

Kh.Sh. Abdullayev

THE ANALYSIS OF THE CROSS SECTIONS OF THE Li (n, α) T REACTION

The analysis of the available experimental dates for cross sections of the Li(n, α) T reaction with the purpose of obtaining recommended values is carried out.

РЕНТГЕНОДИФРАКЦИОННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР $Pb_{1-x}Sn_xTe/PbTe_{1-y}Se_y$

М.И. АБДУЛЛАЕВ, И.Р. НУРИЕВ, А.М. НАЗАРОВ

Институт Фотоэлектроники АН Азербайджана

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

В данной работе исследовалась зависимость параметров переходной области от состава верхнего слоя гетероструктур $Pb_{1-x}Sn_xTe/PbTe_{1-y}Se_y$, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Методом асимптотической брэгговской дифракции определялась толщина переходного слоя, его деформация и степень аморфизации слоя $\exp(-f)$ (статический фактор Дебая-Валлера). Показано, что с приближением к изолированной гетероструктуре структурные параметры переходного слоя улучшаются.

Известно, что электрофизические и фотоэлектрические характеристики гетероструктуры тесно связаны с явлениями, происходящими в области границы раздела широкозонного (оптическое окно) и узкозонного полупроводникового материала, т.е. переходной области. В работах [1-5] установлено влияние ширины переходного слоя на протекание тока, рассмотрены процессы фотогенерации и переноса носителей заряда в тонких гетеропереходах, изучено образование дислокаций при несоответствии параметров кристаллических решеток и т.д.

Принимая во внимание большой научный и практический интерес к изучению переходной области р-п переходов, в данной работе исследовалась зависимость параметров указанной области от состава верхнего слоя гетероструктур $p-Pb_{1-x}Sn_xTe - n-PbTe_{1-y}Se_y$, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В качестве подложек использовались монокристаллические пластины $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с зеркально-гладкой поверхностью и фиксированным стехиометрическим составом $x=0,2$. Состав эпитаксиальной пленки $PbTe_{1-y}Se_y$ варьировался в диапазоне $y=0+0,08$. Толщина переходного слоя, его деформация и статический фактор Дебая-Валлера определялись методом асимптотической брэгговской дифракции (АБД) [6,7].

В основе метода АБД лежит прецизионный угловой анализ интенсивности рентгеновских лучей, отклоненный от точного угла Брэгга θ_0 на угол $\alpha=\theta-\theta_0$. В результате удается разделить диффузную и дифракционные компоненты рассеяния. На типичных спектрах АБД наблюдается три максимума, соответствующие рассеянию на самой решетке кристалла – главный пик при $\Delta\theta=2\alpha$, на дефектах структуры – диффузный пик при $\Delta\theta=2\alpha \cdot \sin^2\theta_0$ и чисто брэгговское отражение от кристалла, связанное с непараллельностью пучка излучения после кристалла монохроматора – псевдопик при $\Delta\theta=\alpha$. По анализу интенсивности и формы этих максимумов можно судить об искажениях поверхности, изгибе кристаллов, наличии деформации кристаллических плоскостей и разупорядочения атомов в переходных слоях пленка-подложка [8].

В настоящей работе эксперименты выполнялись на трехкристальном рентгеновском спектрометре, управляемом от ЭВМ. В качестве монохроматора и анализатора использовали высокосовершенные монокристаллы $Pb_{1-x}Sn_xTe$. Дифракционные рассеяния регистрировали при различных углах рассогласования $\alpha=\pm 1000''$. Исполь-

зовались CuK_α -излучение, отражение от плоскости (200), бездисперсионное расположение кристаллов. Размер пучка на выходных щелях коллиматора составлял $0,1 \times 3$ мм².

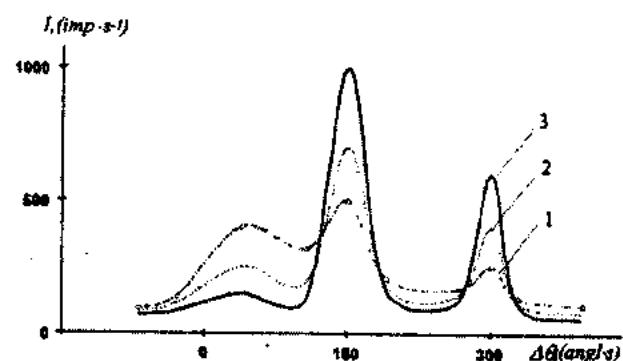


Рис. 1. Кривые АБД в зависимости от состава верхнего слоя в гетероструктуре $Pb_{1-x}Sn_xTe / PbTe_{1-y}Se_y$ (кривая 1 при $y=0$; кривая 2 при $y=0,04$; кривая 3 при $y=0,08$).

Полученные кривые АБД представлены на рис.1. Как видно из этого рисунка спектры АБД состоят из трех максимумов. При этом диффузный максимум по интенсивности превышает главный пик при $y=0$, что свидетельствует о наличии дефектов в переходном слое. По мере увеличения значения y , это соотношение меняется (кривые 2,3) и диффузный максимум почти исчезает, что свидетельствует о изолированности гетероструктур при данном составе верхнего слоя ($y=0,08$), приводящего к уменьшению механических напряжений в переходной области.

Используя модель, предложенную в работе [7] нами были рассчитаны средние параметры по слою – среднее изменение параметра $\frac{\Delta d}{d}$, толщины переходного слоя (1) и степень аморфизации слоя $\exp(-f)$ (статический фактор Дебая-Валлера) в зависимости от стехиометрического состава верхнего слоя $PbTe_{1-y}Se_y$.

Таблица

y	$\frac{\Delta d}{d} \times 10^3$	$l, \text{ нм}$	$\exp(-f)$
0	3,1	15,0	$0,20 \pm 0,10$
0,02	2,4	11,0	$0,30 \pm 0,10$
0,04	1,5	8,5	$0,45 \pm 0,10$
0,06	0,8	5,0	$0,65 \pm 0,10$
0,08	0,3	3,5	$0,80 \pm 0,10$

Полученные данные показывают, что с увеличением стехиометрического состава (y) структурные параметры переходного слоя гетероструктуры улучшаются и при $=0,08$ принимают наилучшие значения.

Таким образом, в данной работе продемонстрирована возможность анализа структуры тончайших переходных слоев гетероструктур $Pb_{1-x}Sn_xTe/PbTe_{1-y}Se_y$ в зависимости от стехиометрического состава верхнего слоя.

- [1] W.G. Oldham, A.G. Milnes. Solid state Electron, 1963, 6, p.121.
- [2] E.D. Hinkley, R.H. Rediker. Solid state Electron, 1967, 10, p.671.
- [3] J.F. Womac, R.H. Rediker. J. Appl. Phys., 1972, 43, p.4129.
- [4] D. Cheung, S.Y. Chiang, G.L. Person. Solid state Electron, 1975, 18, p.263.
- [5] G.H. Olsen, M. Ettenberg. Growth effects in the heteroepitaxy of III-V compounds. In "Crystals Growth: Theory and Techniques". 1978, v.2, p.1. Plenum, New York.
- [6] A. Iida, K. Kohra. Phys. Stat. Sol. (a), 1979, 51, p.533.
- [7] A.M.Afanas'ev, P.A.Aleksandrov, R.M.Imamov, A.A. Lomov, A.A. Zavyalova. Acta Crust., 1984,A40, p.352-355.
- [8] A.M. Afanas'ev, R.M. Imamov, A.A. Lomov. et.all. Surf. Sci. in press. 1992, 5, p.131-136.

M.I. Abdullayev, H.R. Nuriyev, A.M. Nazarov

Pb_{1-x}Sn_xTe/PbTe_{1-y}Se_y HETEROQURULUŞUNUN KEÇİD ZONASININ RENTGENDİFRAKTOMETRİK TƏDQİKİ

Bu məqalədə molekulyar destədən kondensasiya metodu ilə alınmış Pb_{1-x}Sn_xTe/PbTe_{1-y}Se_y heteroquruluşunun keçid zonası parametrlərinin üst təbəqənin kimyevi tərkibindən asılılığı tədqiq edilmişdir. Asimptotik Bragg difraksiyası metodu ilə keçid zonasının qalınlığı, onun deformasiyası və amorfluq dərəcəsi (statik Debye-Waller faktoru) təyin edilmişdir. Göstərilmişdir ki, heteroquruluş izoperiodikliyə yaxınlaşdırıqca onun keçid zonasının parametrləri yaxşılaşır.

M.I. Abdullayev, H.R. Nuriyev, A.M. Nazarov

INVESTIGATION OF JUNCTION AREA OF Pb_{1-x}Sn_xTe/PbTe_{1-y}Se_y HETEROSTRUCTURES

In present work the dependence of parameters of junction area on composition of top layer of heterostucture Pb_{1-x}Sn_xTe / PbTe_{1-y}Se_y, prepared by a method molecular-beam-epitaxy was investigated. By the methods of asymptotical Bragg diffractometry have been determined thickness of a juction layer, deformation and static Debye-Waller factor. The calculations are carried out in kinematic approximation, allowed to obtain profile of distribution of deformation and static Debye-Waller factor in these structures.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТЕКОЛ И КРИСТАЛЛОВ (ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ) СИСТЕМ Sm(Yb)-As-S

Т.М. ИЛЬЯСЛЫ, С.А. КУЛИЕВА

*Бакинский Государственный Университет,
370145, г. Баку, ул. З. Халилова, 23*

Целью настоящей работы является установление влияния изовалентного замещения самария иттербием на спектр ИК-пропускания As_2S_3 в области валентных колебаний решетки.

Длинноволновые оптические фононы в As_2S_3 исследовались достаточно подробно [1-6]. Такой интерес к этому соединению вызван его предельно анизотропной слоистой структурой, что является следствием особенностей в формировании его колебательного спектра (КС).

Из сравнения работ по изучению КС закристаллизованного As_2S_3 следует, что в области частот валентных колебаний связей As-S ($280-400 \text{ cm}^{-1}$) расположено около 6 КР активных и ИК активных мод. КС стеклообразного As_2S_3 , слабочувствительны к поляризации и присутствуют практически во всех геометриях эксперимента.

Так как анализ спектров стеклообразных сплавов [7] дает менее конкретные рассуждения об установлении влияния на матрицу стекла, - которые характеризуются локализованными замещениями ионов РЭ по всему объему стекла, а также наличием широкой полосы поглощения, где интерпретация полос поглощения связей трудоемкая и менее эффективная, - нами исследованы закристаллизованные материалы. Кроме этого, имелось в виду, что КС иттербия и самария в стеклах частично похожи на спектры в кристаллах, слабые и узкие полосы поглощения принадлежат неразрешенному переходу в $4f$ -оболочке. Вследствие экранирующего действия $5s$ и $5p$ электронов, а также благодаря влиянию окружающей координационной сферы иттербия, спектры расщепляются на незначительные части, что обуславливается межзонными переходами.

В связи с вышесказанным нами были изучены твердые растворы на основе As_2S_3 . На рис. 1 представлены ИК спектры – пропускания твердых растворов $(\text{As}_2\text{S}_3)_{1-x}\text{Yb}_x$, $(\text{As}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{YbS})_x$, $(\text{As}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Yb}_2\text{S}_3)_x$, $(\text{As}_2\text{S}_3)_{1-x}\text{Sm}_x$, $(\text{As}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{SmS})_x$ и $(\text{As}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Sm}_2\text{S}_3)_x$ (где $x=0,0-0,02$).

Концентрационная зависимость частот фононов приведена на рис. 2. Как видно из графика в спектре исследованных образцов отсутствуют локальные и щелевые колебания самария и иттербия.

Известно, что в зависимости от характера перестройки КС наблюдается три типа твердых растворов. Если в фононном спектре не наблюдаются локальные (или щелевые) колебания примесного атома, а частоты фононов плавно проходят весь состав от одного крайнего составляющего раствора к другому, такой твердый раствор называется одномодовым. В случае, когда в спектре имеются локальные (или щелевые) колебания, то твердый раствор представляется двумодовым. Известны случаи, когда в спектре наблюдаются особенности обоих типов поведения. Такой тип твердого раствора называют смешанным или многомодовым, которому характерно перестройка фононного спектра.

В нашем случае мы имеем дело с твердым раствором одномодового характера перестройки спектра. Конечно,

для окончательного ответа на этот вопрос необходимо исследование всего фононного спектра. Однако, наиболее яркие особенности КС проявляются именно в области валентных колебаний решетки. Практически этот результат свидетельствует о том, что самарий и иттербий не сильно искажают решетку As_2S_3 , так как радиус атомов $\text{Sm}(1,80\text{\AA})$ и $\text{Yb}(1,37\text{\AA})$ почти на 30% превышает атомный радиус $\text{As}(1,22\text{\AA})$.

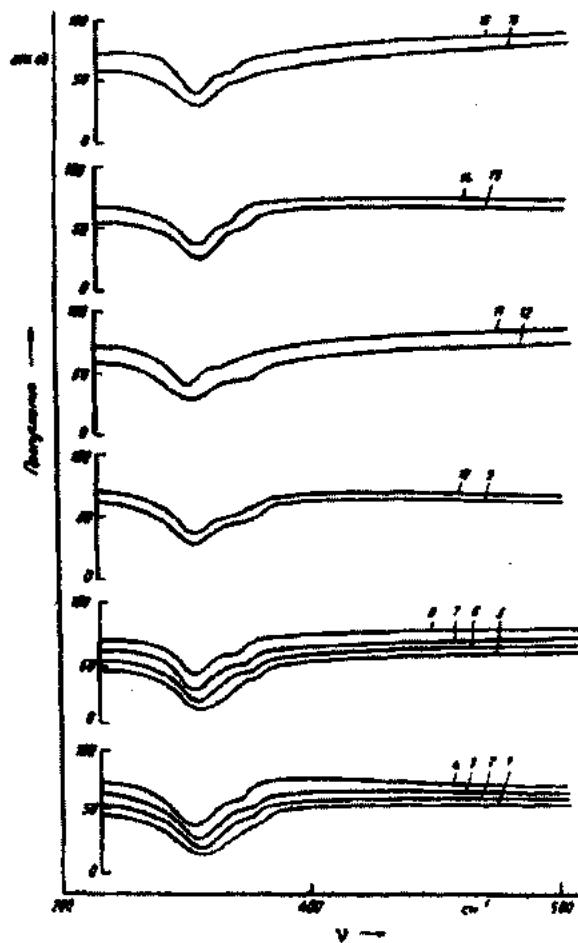


Рис. 1. Спектры ИК-пропускания твердых растворов:

1- As_2S_3	9- $(\text{As}_2\text{S}_3)_{0,99}(\text{YbS})_{0,01}$
2- $(\text{As}_2\text{S}_3)_{0,995}\text{Yb}_{0,005}$	10- $(\text{As}_2\text{S}_3)_{0,98}(\text{YbS})_{0,02}$
3- $(\text{As}_2\text{S}_3)_{0,99}\text{Yb}_{0,01}$	11- $(\text{As}_2\text{S}_3)_{0,99}(\text{SmS})_{0,01}$
4- $(\text{As}_2\text{S}_3)_{0,91}\text{Yb}_{0,005}$	12- $(\text{As}_2\text{S}_3)_{0,98}(\text{SmS})_{0,02}$
5- $(\text{As}_2\text{S}_3)_{0,998}\text{Sm}_{0,002}$	13- $(\text{As}_2\text{S}_3)_{0,99}(\text{Yb}_2\text{S}_3)_{0,01}$
6- $(\text{As}_2\text{S}_3)_{0,995}\text{Sm}_{0,005}$	14- $(\text{As}_2\text{S}_3)_{0,98}(\text{Yb}_2\text{S}_3)_{0,02}$
7- $(\text{As}_2\text{S}_3)_{0,99}\text{Sm}_{0,01}$	15- $(\text{As}_2\text{S}_3)_{0,99}(\text{Sm}_2\text{S}_3)_{0,02}$
8- $(\text{As}_2\text{S}_3)_{0,98}\text{Sm}_{0,02}$	16- $(\text{As}_2\text{S}_3)_{0,98}(\text{Sm}_2\text{S}_3)_{0,02}$

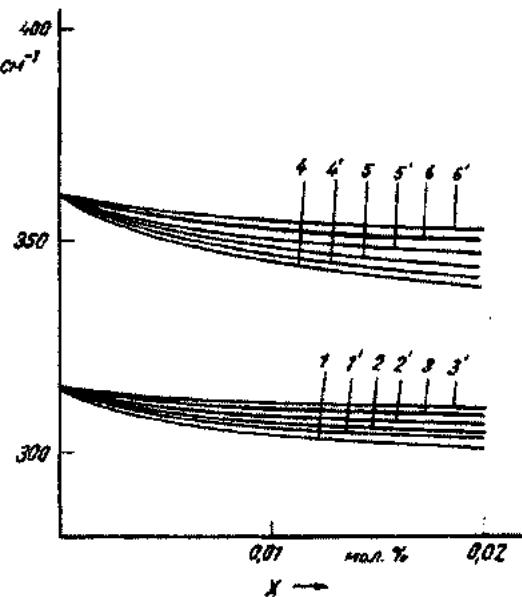


Рис.2. Концентрационная зависимость частот ИК-активных оптических фононов твердых растворов (где $x=0,02$):
 $1,4\text{-}(As_2S_3)_{1-x}Yb_x$ $1^1, 4^1\text{-}(As_2S_3)_{1-x}Sm_x$
 $2,5\text{-}(As_2S_3)_{1-x}(YbS)_x$ $2^1, 5^1\text{-}(As_2S_3)_{1-x}(SmS)_x$
 $3,6\text{-}(As_2S_3)_{1-x}(Yb_2S_3)_x$ $3^1, 6^1\text{-}(As_2S_3)_{1-x}(Sm_2S_3)_x$

Сила связи по частотам валентных колебаний рассчитывается по формуле

$$f = (2\pi c v)^2 \cdot \mu, \quad (1)$$

где $\pi=3,14$
 $c=3 \cdot 10^8 \text{ м/сек}$ (скорость света)
 v - частота валентных колебаний (см^{-1})
 μ - 53,5 (приведенная масса).

На основании указанной формулы рассчитана сила связи As-S в соединении As_2S_3 по частотам валентных (360см^{-1}) и деформационных (351 см^{-1}) колебаний. Сила связи для колебаний на частоте 360 см^{-1} равна $f=3,9 \cdot 10^2 \text{ н/м}$, а на частоте 351cm^{-1} $f=3,0 \cdot 10^2 \text{ н/м}$. Как видно, сила связи характеризуется довольно большой величиной, и вряд ли следует ожидать больших значений растворимости самария и иттербия в As_2S_3 . Впрочем это и наблюдается на эксперименте, т.е. максимальная величина растворимости самария и иттербия в As_2S_3 не перевышает 2,0 мол.%.

В работе [9] предложен критерий для установления модового поведения твердого раствора.

В случае, если параметр $Z = \frac{m_B^{-1} - m_C^{-1}}{m_A^{-1}}$ твердого

раствора $A_{1-x}B_xC$ (где $m_{A,B,C}$ – есть массы атомов) будет меньше единицы ($Z < 1$), то ожидается одномодовое поведение, а в случае ($Z > 1$) двухмодовое. В нашем случае для твердых растворов $(As_2S_3)_{1-x}Sm_x$ и $(As_2S_3)_{1-x}Yb_x$ величина $Z=0,02$ т.е. $Z < 1$. Согласно этому критерию следует ожидать одномодовое поведение. Таким поведением характеризуются исследуемые твердые растворы.

- [1] K. Zallen, M.L. Slade, A.J. Wavd. J.Phys. Rev B-1971, v.3, №12, p.4257-4273.
- [2] C. Razetti; P.P. Latticy. J.Solid. State. Commun., 1979, v.29, №4, p.361-364.
- [3] М.П. Лисица, М.Я. Валлах, Л.И. Берегинский, В.И. Шена. Укр. физ. журн., 1973, т. 18, №1, с.97-103.
- [4] K. Zallen, M.L. Slade. J.Phys. Rev. B., 1974, №9 - №4, p.431-437.
- [5] Ю.Ф. Марков, Н.Б. Решетняк. ФТГ, 1972, т.14, №4, с.1242-1245.

- [6] Z. Trogeg, P.C. Teylop. J. Phys. Rev. B, 1975, v. 11, №8, p.2941-2947.
- [7] П.Г. Рустамов, Т.М. Ильясов, А.И. Мамедов. Оптические свойства стекол системы As-Yb-S. Аморфные полупроводники – 84: Тез. докл. междунар. конф., Болгария, 1984, т.II, с.130.
- [8] A.S. Bareev, A.A. Sineis. J. Phys. Rev. B. 1975, v.42, №2, p.171-179.
- [9] R.W. Dixon. J. Appl. Phys., 1967, v.38, №13, p.5149-5153.

T.M. İlyaslı, S.A. Quluyeva

Sm(Yb)-As-S SİSTEMLİ ŞÜŞƏ VƏ KRİSTALLARIN (BƏRK MƏHLULLARIN) SPEKTRAL XARAKTERİSTİKASI

İşde Sm(Yb)-As-S sistemlerinden alınmış şüşə və bərk məhlulların IQ – buraxma spektrləri öyrənilmiş və izovalent evezetmənin ona tə'siri müəyyənleşdirilmişdir.

T.M. Ilyasli, S.A. Kulyeva

SPECTRAL CHARACTERISTICS OF GLASSES AND CRYSTALS (SOLID SOLUTIONS) OF Sm(Yb)-As-S SYSTEMS

IR spectrums of glasses and solid solutions obtained in the systems Sm(Yb)-As-S have been investigated and the influence of isovalent substitution on them have been established.

Дата поступления: 01.03.01

Редактор: Б.Г. Тагиев

ПОИСК БЫСТРОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ СПЕКТРА $\text{g}\alpha\text{Ar}$ ЗВЕЗДЫ У Е_Г

С.Г. АЛИЕВ, Н.З. ИСМАИЛОВ

Шемахинская астрофизическая обсерватория АН Азербайджана,
373243, г. Шемаха, Пиркули, пос. Ю. Мамедалиева

По спектрограммам, полученным за 1999-2000 гг наблюдений для $\text{g}\alpha\text{Ar}$ звезды у Е_Г, выполнено измерение спектральных параметров линий FeI, FeII, MgI, MgII, TiII, CrII, H α , H β . Результаты частотного анализа по данным измеренных лучевых скоростей, проведенные по разным линиям выявили несколько близких друг другу мод осцилляций, наиболее достоверная из которых, соответствует частоте $1440 \pm 70 \text{ мГц}$ (11.57 минут). Получено, что значения эквивалентных ширин, полуширины и центральных глубин большинства спектральных линий, а также значение магнитного поля звезды, полученное разными авторами показывают пульсационное изменение с найденным периодом.

ВВЕДЕНИЕ

Ar звезды - это группа химически пекулярных звезд, показывающих спектральную, фотометрическую и магнитную переменность с периодом осевого вращения. Около 20% всех карликовых звезд в спектральном диапазоне от позднего B до раннего F выявляют пекулярные свойства, т.е. показывают значительное отличие относительно нормальных звезд главной последовательности (ГП). Впервые Стиббс [1] предложил объяснение всех этих изменений с помощью, так называемой модели наклонного ротора - дипольного магнитного поля, у которого ось диполя наклонена к оси вращения звезды.

Примерно 30 лет тому назад обнаружены короткопериодические изменения блеска с небольшой амплитудой у группы т.н. $\text{g}\alpha\text{Ar}$ звезд [2]. Это подгруппа Ar звезд, показывающая 5-16 минутные колебания блеска с амплитудой $0.^m005-0.^m016$ в видимом диапазоне блеска. Фотометрические амплитуды осцилляций с изменением магнитного поля звезды модулируют с фазой. Эта особенность объясняется моделью наклонного пульсатора, согласно которой, нерадиальные пульсации выстраиваются не по оси вращения звезды, а по магнитной оси [3]. Детальный обзор по свойствам $\text{g}\alpha\text{Ar}$ звезд можно найти в работах [4-6].

Звезда у Е_Г (HD201601) - одна из хорошо изученных звезд среди $\text{g}\alpha\text{Ar}$ (SrCrEu) звезд со спектром A7. Она является медленным ротором с периодом около 74 года [7]. По данным скоростной фотометрии Мартинес и др. [8] обнаружено, как минимум, 4 нестабильные моды осцилляций. По данным [9], в течении 1995-1996 г.г. лучевые скорости звезды показывали быстрое изменение от -16.81 до -4.28 км/с. Авторы предположили, что у Е_Г является долгопериодической двойной системой с большим эксцентриситетом. А в работе [10] показано, что данные [9] не согласуются с их результатами 758 измерений лучевых скоростей у Е_Г, полученных за 1994-1996 г.г.

Каннан и Хатзес [11] по новым высокоточным наблюдениям обнаружили переменность лучевых скоростей звезды по разным спектральным линиям, в пределах от 100 до 1000 м/с. В их работе показано, что изменение лучевых скоростей по разным линиям согласуется с пульсационным периодом около 12 минут, которое находится в интервале тех же мод, что обнаружено по фотометрическим данным в работе [8]. В работе Маланушенко и др. [12] по линиям PrIII и NdIII обнаруживается пе-

ременность значений V_r с амплитудой около 1000 м/с. Авторы [12] обнаружили два из четырех значений частот периодических пульсаций, обнаруженных ранее по фотометрии в работе [8].

Систематическое исследование короткопериодических изменений у пекулярных звезд, имеющих сильные магнитные поля, представляет большой интерес с точки зрения теории пульсации. Исследование таких изменений позволяет изучить физику локальных областей, связанных с пятнами. К настоящему времени быстрые пульсационные изменения спектра обнаружено всего у 4 звезд. Это HR 1217 [13], α Cir [14], χ Psc [15] у Е_Г [11, 12]. Целью настоящей работы является исследование быстрых текущих процессов в спектре $\text{g}\alpha\text{Ar}$ звезды у Е_Г.

НАБЛЮДЕНИЯ

Наши наблюдения выполнены на эшелле-спектрометре Куде фокуса 2 м телескопа ШАО АН Азербайджана. В качестве приемника излучения использована ПЗС (530x580) матрица с размером пикселя 24 $\mu\text{м}$. Весь диапазон спектра 44300-6700 Å охвачен окном матрицы 40-го порядка с шириной около 50 Å. Спектральное разрешение 72-го порядка (середина λ 6560 Å) составило 30000. Типичное отношение сигнала к шуму соответствует 70-120. Для редукции и обработки данных использован пакет программы DECH20, разработанный в САО АН РФ [15]. Подробная информация об аппаратуре и методике наблюдений приведена в работе [16].

За 6 ночей в 1999-2000 нами получено всего 56 спектров у Е_Г и около 10 стандартных звезд. В табл. I дается журнал наблюдений, где приведено количество спектров за ночь, средняя экспозиция, продолжительность каждой серии. Мы не смогли уменьшить время экспозиции из-за уменьшения при этом отношения сигнала к шуму в спектрах. В итоге временное разрешение с учетом потери времени при переходе между экспозициями составило около 7-8 минут для отдельной точки.

Дата	Количество	Ср.экспозиция (минут)
1. JD2451451.3507 - 4306	13	6
2. JD2451452.3188 - 4201	18	7
3. JD2451453.2965 - 3458	11	6
4. JD2451744.4431 - 4799	10	7
5. JD2451768.3306 - 3403	2	6
6. JD2451769.3826 - 3875	2	6

Измерены лучевые скорости V_r , эквивалентные ширины W_λ , полуширины $\Delta\lambda_{1/2}$ (далее FWHM) и центральные глубины R_λ для 15 выбранных спектральных линий по каждой спектрограмме. Для редукции длин волн построена дисперсионная кривая по линиям солнечного спектра, где для каждой линии отклонение меньше, чем $\pm 0.005 \text{ \AA}$. Узкие линии спектра звезды позволили измерить лучевые скорости со средней ошибкой $\pm 0.3 \text{ км/с}$. Ошибка измерений W_λ не превосходит 5%, а для R_λ - 0.5%.

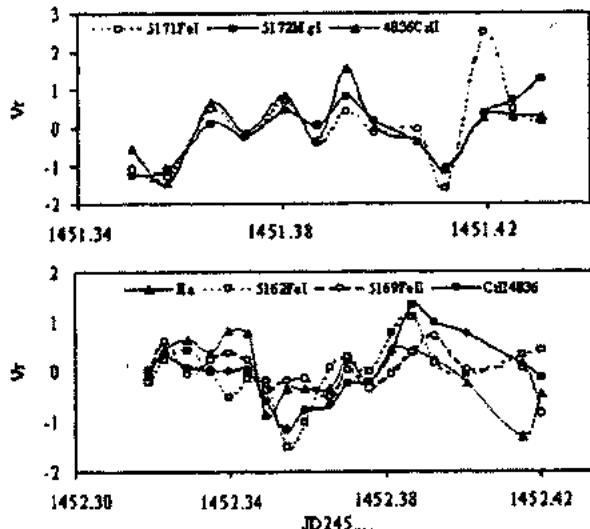


Рис.1а, б. Временное изменение лучевых скоростей γ Equ по две ночи наблюдений.

Лучевые скорости. К списку выбранных линий для исследования относятся линии FeI, FeII, MgI, MgII, TiIII, CrII а также линии H α и H β . Среднее гелиоцентрическое значение V_r для γ Equ полученное по линиям FeI, MgI, FeII составило $16.48 \pm 0.3 \text{ км/с}$, оно хорошо согласуется с данными [10] в пределах ошибок. В дальнейшем на графиках значения V_r будут смещены к нулю вычитанием среднего значения V_r . Результаты измерений по отдельным сериям показали, что мы наблюдаем переменность V_r отдельных линий от спектра к спектру. На рис.1а для примера приведено изменение лучевой скорости спектральных линий FeI λ5171 Å, MgI λ5172 Å, CrII λ4836 Å за первую ночь наблюдений. На рис.1б приведена изменение V_r со временем за вторую серию наблюдений, по линиям FeI λ5162 Å, FeII λ5169 Å, CrII λ4836 Å и H α . Надо отметить, что для V_r линий H α и H β мы измерили только центральное узкое ядро этих линий.

Из рис.1 видно, что наблюдается одновременно два типа изменений V_r : а) быстрая пульсация с кратковременным изменением, б) относительно медленное изменение в течение характерного времени около 1,5 часа. Оба типа изменений хорошо заметны по рис.1а,б как в первой, так и во второй серии наблюдений: в первой серии наблюдается два минимума и один максимум, а во второй серии - два минимума и два максимума. Подобные колебания значений V_r наблюдаются и в остальных сериях наблюдений. Другими словами, наблюдаются относительно медленные изменения значений V_r , на фоне которых происходят пульсационные изменения с коротким периодом. В течении около 1.5 часа амплитуда

кратковременных периодических пульсаций также изменяется от максимума до предела их обнаруживаемости. Аналогичный эффект нами наблюдался у звезды χ Psc [16].

Для исследований периодических изменений в спектре звезды нами проведен Фурье анализ значений лучевых скоростей по разным линиям. С этой целью мы применили метод Скарнле [17], позже усовершенствованный Хорне и Балинасом [18]. Программа поиска периодов составлена И.Антохиным (ГАИШ), и в работе [19] подробно описана методика ее применения. Этот метод позволяет вычислить ложное значение частоты используя вероятность F для любого пика высоты спектра мощности, т.е. вероятность того, что она будет больше белого шума, чем требуемое значение. Вероятность того, что данные содержат один периодический сигнал, равна $1-F$. Максимальный интервал частоты при таком поиске определяется соотношением $\nu_{\max} = 1/2t_{\min}$, где t_{\min} - минимальное время между соседними точками наблюдений. По нашим данным для γ Equ это полученное значение составило $\nu_{\max} = 140 \text{ c}^{-1}$. Анализ велся для V_r линий FeI λ5162 Å, MgI λ5172 Å, FeII λ5169 Å, CrII λ4836, 4848 Å, TiII λ4468 Å.

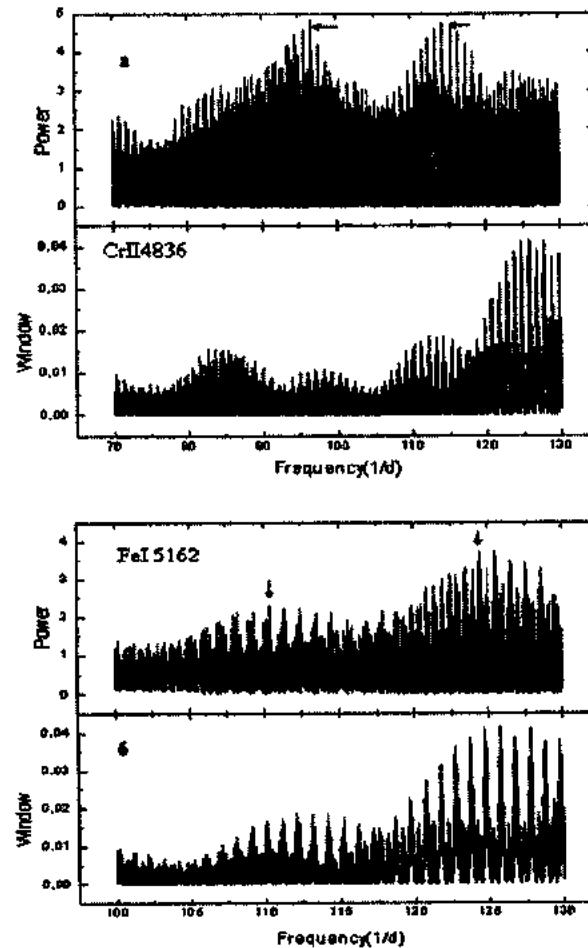


Рис.2а, б. Примерные спектры мощности и окна по линиям CrII4836 и FeI5162 по результатам частотного анализа лучевых скоростей γ Equ.

Результаты поиска пульсационных мод по разным линиям в интервале частот 0-130 c^{-1} дают достаточно яс-

ную картину спектра мощности. Так, для большинства линий в интервале частот от 0 до 80 c^{-1} не наблюдается каких-нибудь значительных пиков. Начиная от частоты 80 по 130 c^{-1} очень часто можно наблюдать пики разной значимости, где на наш взгляд бывают и достаточно сильные, превышающие порог 3σ . Однако, многие из этих мод неустойчивы и часто не повторяются в спектрах мощности разных линий. Из наблюдавшихся частот мы выделили два пика наиболее часто наблюдаемых и превышающих уровень 10σ . На рис.2а приведен типичный спектр мощности и окна, полученные для линии CrII $\lambda 4836\text{\AA}$. Здесь обнаруживаются два значимых пика, соответствующие частотам $\nu_1=96.665 \text{ c}^{-1}$ ($1119 \mu\text{Гц}$) и $\nu_2=114.385 \text{ c}^{-1}$ ($1324 \mu\text{Гц}$), которые соответствуют периодам 14.897 мин. и 12.589 минут. На рис.2 б приведен аналогичный график для линии FeI $\lambda 5162\text{\AA}$, где в этом интервале частот значительными частотами являются $\nu_3=110.335 \text{ c}^{-1}$ ($1277 \mu\text{Гц}$) и $\nu_4=124.505 \text{ c}^{-1}$ ($1440 \mu\text{Гц}$), которые соответствуют периодам 13.051 мин. и 11.566 мин. Частота ν_4 с точностью $\pm 70 \mu\text{Гц}$ было обнаружена также в спектрах у 80% из исследуемых линий, поэтому нами принимается как наиболее вероятное соответствующее значение периода пульсации. Таким образом, из наших наблюдений выявлено две наиболее вероятных частоты ν_2 и ν_4 , которые соответствуют $1324 \pm 80 \mu\text{Гц}$ и $1440 \pm 70 \mu\text{Гц}$. Эти значения пульсационных мод очень близки к значениям периода, приведенным в работе [8] и по спектральным наблюдениям, найденным в [11, 12].

Надо отметить, что при анализе частотных характеристик V_T значений спектральных линий, среди значений частот не наблюдается одно постоянное значение и в зависимости от конкретных физических условий можно наблюдать разные, но очень близкие значения периода пульсации. По-видимому, помимо прочих причин непостоянства значений пульсационных периодов по данным разных авторов, это небольшая переменность значения самого периода.

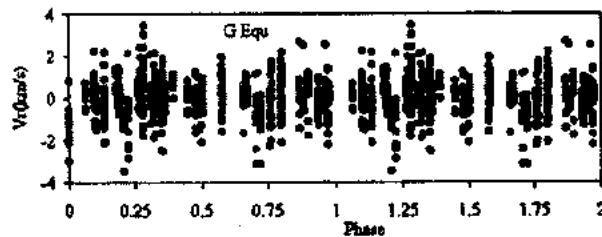


Рис.3. Свертка значений V_T по всем измеренным линиям по фазам периода $P_4=11.56$ минут.

На рис.3 нами приведена свертка по фазам периода пульсации $P_4=0.0080 \pm 0.0002$ всех значений лучевых скоростей по измеренным линиям, кроме линий водорода. Как отсюда видно, наблюдается два горба в течение периода, в котором максимумы получены около фаз 0.3 и 0.8. При этом, за начало эпохи была взята дата JD2451451.4118, которая соответствует абсолютному минимуму значений V_T в первой серии наблюдений. Здесь же можно видеть максимальное отклонение значений лучевых скоростей V_T от среднего. Надо сказать, что максимальный разброс лучевых скоростей по всем линиям превышает $\pm 3 \text{ км/с}$ (рис.1), в то время как средние

значения амплитуды V_T отдельных линий доходят до 1-2 км/с .

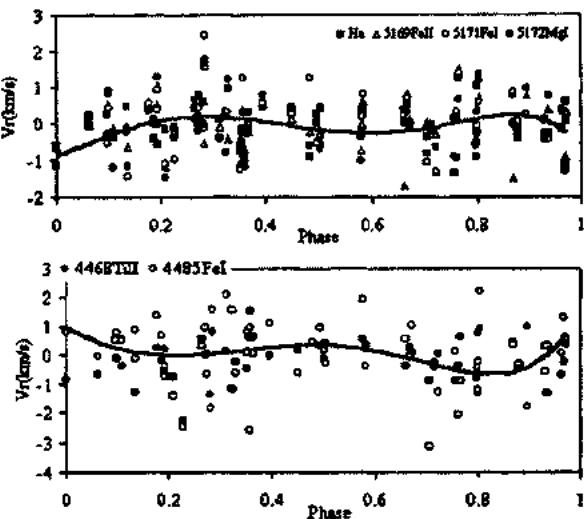


Рис.4 а, б. Свертка значений V_T по Ha FeII5169, FeI5171, Mg5172(а) и по линиям TiI4468 и FeI4485(б) для звезды γ Eri.

К примеру, на рис. 4 приведены фазовые кривые V_T по разным линиям, свернутые по значению периода $P=0.008$. Рис.1 показывает, что, по-видимому, из наблюдавшихся линий некоторые меняются в противофазе с пульсационным периодом. Построение фазовых кривых по отдельным линиям позволило выделить линии, совершающие пульсацию в антифазе. К примеру, на рис.4а, б нами сгруппированы линии, у которых значения V_T пульсируют синхронно по фазе. Группировка проводилась после свертки каждой линии отдельно по данному периоду пульсации и проводилась средняя по полиному 5 степени. Далее, были произведены группировки по форме средней кривой V_T . Оказалось, что, например, линии FeII $\lambda 5169\text{\AA}$, FeI $\lambda 5171\text{\AA}$, MgI $\lambda 5172\text{\AA}$ попали в одну (рис.4а), а линии TiI $\lambda 4468\text{\AA}$ и FeI $\lambda 4485\text{\AA}$ в другую группу (рис.4б). Линии CrII, измеренные также в синей части спектра, ведут себя непредсказуемо, и трудно их отнести к одному из этих подгрупп линий. Заметим, что выделенные группы линий разделяются и по длине волн. Первая группа линий образуется ближе к красной части, а вторая группа - к синей части спектра.

В табл.2 приведен список измеряемых линий и результаты анализа отдельных параметров спектральных линий звезды. Во второй столбце таблицы приведено максимальное значение полуамплитуды V_{max} средних значений V_T по фазе, а в третьем - максимально наблюдаемый разброс ΔV_T от нулевого значения V_T по отдельным линиям. Последний параметр близок к предыдущему, но как правило, немного больше. Полуамплитуда среднего значения определено по отклонению средней линии от нуля, проведенной по полиному 5 степени, при фазовых кривых V_T соответствующих линий. Значение максимального разброса определяется по максимально наблюдаемому отклонению значений V_T от нулевого значения (т.е. от среднего) по данной линии. Из всех измеренных линий, максимальный разброс значений V_T показали линии MgII 4481 \AA , CrII 4848 \AA , H β .

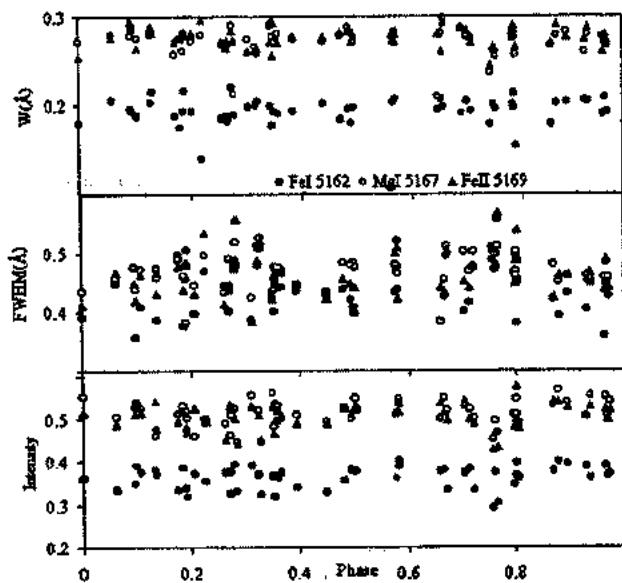
Таблица 2.

Некоторые параметры спектральных линий γ Equ.

Спектральные линии	V_{max} (км/с)	ΔV_r (км/с)	W_λ (%)	FWHM (%)	R_λ (%)
5162 FeI	1.5±0.3	1.8±0.3	19±5	18±2	19±0.5
5166 FeI	0.5	1.0	17	13	12
5167 MgI	0.5	2.2	17	22	11
5169 FeII	2.0	1.0	19	17	13
5171 FeI	0.5	1.5	20	18	13
5172 MgI	2.0	2.2	20	20	11
4848 CrII	2.0	2.0	60	30	37
4836 CrII	2.0	2.2	42	39	26
4468 TiII	1.0	3.0	41	31	30
4481 MgII	3.0	3.5	22	40	11
4485 FeI	1.5	2.0	50	40	30
H α	0.5	0.7	21	22	3.6
H β	2.5	4.0	26	33	13

Другие спектральные параметры. Измеренные значения эквивалентных ширин указанных линий свидетельствуют о том, что большинство спектральных линий показывают их изменение около фаз 0.3 и 0.8. На рис.5а приведена фазовая кривая эквивалентных ширин трех линий FeI5162, MgI5167 и FeII5169. Как отсюда видно, до 15-20% можно наблюдать изменение значений W_λ при указанных фазах. В четвертом столбце табл.2 приведено максимальное значение изменений W_λ относительно среднего, в процентах. Наибольшее значение изменения W_λ от среднего значения дают линии CrII и H β , TiIII.

В табл.2 также приведены значения относительных изменений от среднего полуширины и центральных глубин, в процентах. Как видно из последних столбцов таблицы, здесь также максимальное изменение в фазах 0.3 и 0.8 имеют линии CrII.



На рис.5а,б,с приводятся фазовые кривые для эквивалентных ширин, полуширин и центральных интенсивностей спектральных линий FeI5162 \AA , MgI5167 \AA и FeII5169 \AA . Как отсюда видно, минимумы эквивалентных ширин (т.е. максимумы V_r (рис.4)) при фазах 0.3 и 0.8 соответствуют максимумам значений полуширин и минимумам значений центральных глубин спектральных линий. Все указанные параметры, так же как и лучевые скорости, показывают два экстремума в течение времени пульсационного периода.

Связь физических характеристик поверхности Ар-звезд с переменным магнитным полем является давним предметом дискуссии. Еще Хавдес и Конти [23] заключили, что взаимодействие магнитного поля и ионизованного материала вызывают аккрецию, и пекулярное обилие является результатом селективной аккреции. Наблюдаемые нами изменения в спектре звезды вызывают интерес исследования взаимосвязи между изменением магнитного поля и спектральными параметрами звезды.

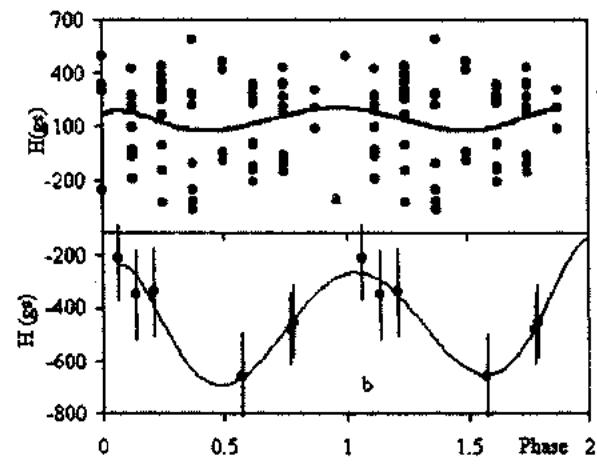


Рис.6. Фазовые кривые магнитного поля γ Equ по данным [20] (а) и по данным [21] (б).

Начиная с работ Бебкова [22] магнитное поле γ Equ было измерено неоднократно многими авторами. Эти измерения выполнены разными методами и с разной

точностью, поэтому трудно связать наблюдаемые изменения магнитного поля звезды с обнаруженным нами периодом пульсации. По данным [20] магнитное поле звезды меняется с периодом около 72 года, но имеет флуктуации относительно средней кривой. Несмотря на это, для выявления определенной связи с магнитным полем звезды мы рассмотрели более однородные наблюдения Бонсака и Пилачовского [20], которые охватывают период 1960-1973 гг (всего 60 измерений), а также относительно новые данные Борра и Ландстрита [21] (всего 6 измерений).

На рис.6 а приведена фазовая кривая магнитного поля у $\text{E}\alpha\text{i}$, свернутая по найденному нами периоду пульсации, по данным Бонсака и Пилачовского [20]. Этот график напоминает рис.2, где нами построена фазовая кривая лучевых скоростей данной звезды. Поскольку массив по данным [20] охватывает большой период наблюдений, возможно, в разные сезоны наблюдений мы наблюдаем пульсации звезды в антифазе. Несмотря на большое временное разрешение полученных данных, они неплохо описываются с пульсационным периодом. Данные Борра и Ландстрита [21], полученные другим методом за более высокое временное разрешение также неплохо описываются пульсационным периодом у $\text{E}\alpha\text{i}$. Средняя линия на рис.6б проведена полиномом 6 степени. Обе кривые на рис.6а,б показывают совпадение фазы максимума, при фазе 0.4.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Согласно данным Кайнан и Хатзес [11] лучевые скорости спектральных линий, измеренные по красной части спектра имеют больше амплитуды изменения, чем амплитуды по синей части спектра. Кроме того, по данным этих авторов, в течение периода пульсации, соответствующего частоте $1380 \pm 80 \mu\text{Гц}$ наблюдается один максимум лучевых скоростей. В работе Маланущенко и др. [12] подтверждается наличие 12-минутного пульсационного периода, но не приводится свертка значений Vr по данному значению периода, и по их данным невозможно определить форму кривой лучевых скоростей. Наши измерения показали, что и лучевые скорости, и все остальные измеренные спектральные параметры показывают два различных по значимости максимума или минимума, наблюдаемых при фазах 0.3 и 0.8. Значения этих экстремумов у одного и того же параметра одной и той же линии неравнозначны (см. например, рис.4а,б). Это свидетельствует о том, что возможно, в разные сезоны появляются разные активные области, в течение периода пульсации обеспечивающие синхронное изменение в атмосфере звезды. Другими словами, у звезды у $\text{E}\alpha\text{i}$ области, показывающие пульсационную переменность, могут быть расположены в разных участках поверхности звезды.

Наши данные по временному разрешению уступают результатам Vr измерений по работе [12]. Но результаты частотного анализа по нашим данным хорошо согласуются с данными [8], [11] и [12]. Проведенный частотный анализ по данным измерений лучевых скоростей свидетельствует о том, что наблюдается пульсационный пер-

од около 12 минут. Но помимо этого, в течении примерно 1,5 часов нами наблюдалась изменение амплитуды пульсационного периода от максимума до полного исчезновения этих пульсаций. Такой же эффект обнаружен по Vr значениям линий NdIII, и PrIII по данным [12] для данной звезды, а также по данным [16] для $\chi\text{ Psc}$.

Как показали результаты измерений эквивалентных ширин, полуширин и глубин линий звезды, все эти параметры показывают определенную кратковременную пульсационную переменность по данному периоду. При фазах 0.3 и 0.8 наблюдаются экстремумы этих параметров, которые изменяются от 20% у обычных линий и до 60% у линий пекулярных элементов. Такой же эффект наблюдается по изменению магнитного поля звезды по данным разных авторов: - при фазах 0.4-0.5 одновременно наблюдается и максимум и минимум напряженности поля, в то время как при фазах 0.0, 1.0 не наблюдается изменения поля. По лучевым скоростям, выделяются две группы линий, образованные в красной и в синей части спектра, которые показывают пульсационные колебания в антифазе. По-видимому, такой эффект является дополнительным аргументом к тому, что а) аномальные физические условия на поверхности звезды имеют локализованный характер и основная активность происходит в этих образованиях, б) одновременно с одним и тем же периодом пульсируют активные пятна, расположенные на разных участках поверхности звезды.

Сопоставление полученных изменений спектра и магнитного поля звезды показывают наличие определенной связи между этими параметрами. Удивляет постоянство значения пульсационного периода, которое наблюдается по данным более чем 30-летней давности.

Исходя из вышесказанных результатов, можно сделать следующие выводы:

1. Анализ данных по измерениям Vr значений по разным линиям свидетельствует о существовании пульсационного периода на поверхности звезды у $\text{E}\alpha\text{i}$ около основного $P=0.0080 \pm 0.0002$ (~12 минут) и примыкающего к этому значению периода. По лучевым скоростям наблюдаются отдельные группы линий, которые совершают колебания в антифазе.
2. Все спектральные параметры (W_s , Vr , $A_{1,2}$, R_s) показали синхронное изменение с пульсационным периодом, что подтверждает реальность существования осцилляционных процессов как физического явления на поверхности звезды. Наблюдаются два экстремума в течение одного пульсационного периода по всем спектральным параметрам звезды.
3. Наибольшую переменность из измеренных линий показывают линии спектральных элементов CrII, причем максимальное изменение наблюдается по параметрам эквивалентной ширины и глубины этой линии.
4. Впервые показано, что магнитное поле звезды совершает пульсационные колебания в интервале ± 350 Гс. Изменения магнитного поля звезды, по данным разных авторов, неплохо согласуются с пульсационным периодом звезды, и свидетельствуют о том, что существует генетическая связь между магнитным полем и осцилляционными процессами в атмосфере звезды.

- [1] D.W. Stibb. Monthly Notices Roy Astron.Soc., 1950, v.110, p.395.
- [2] D.W. Kurtz. IBVS, 1978. № 1436.
- [3] D.W. Kurtz. Monthly Notices Roy Astron.Soc., 1982. v.200, p.807.
- [4] D.W. Kurtz. Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1990, v.28, p.607.
- [5] D.W. Kurtz. In Astrophysical Applications of stellar Pulsations, eds.R. Stobie and P.Whitelock, ASP Conf.Ser.,1995, v.83, p.58.
- [6] J.M. Matthews. Publ.Astron.Soc.Pacif.,1991, v.103, p. 5.
- [7] J.L. Leroy, S. Bagruno, M. Landolfi, E. Landi Degl'Innocent. Astron.and Astrophys. 1994, v.284, p.174.
- [8] P. Martinez, W.W. Weiss, M.J. Nelson, T.J. Kreidl, G.R. Roberts, D.E. Mkrtchian, N.I. Dorokhov, T.N. Dorokhova, P.V. Birch. Monthly Notices Roy Astron.Soc. 1996, v.282, p.243.
- [9] G. Scholtz, G. Hildebrandt, H. Lehmann, Yu.V. Glagolevskij. Astron.and Astrophys. 1997, v.325, p.529.
- [10] D.E. Mkrtchian, N.N. Samus, S.V. Gorynya, S.V. Antipin, P. North, A.S. Rastorgouev, E.V. Glusukova, M.G. Smekhov, M.E. Sachkov. IBVS, 1998, №4564.
- [11] Kannan, A.P. Hatzes. Astrophys. J., 1998, v.503, p.848.
- [12] V. Malanushenko, I.S. Savanov, T. Ryabchikova. IBVS , 1998, №4650.
- [13] J.M. Matthews, W.H. Wehlau, G.A.H. Walker, S. Yang. Astrophys.J., 1988, v.324, p.1099.
- [14] A.H. Hatzes, M. Kurster. Astron.and Astrophys. 1994, v.285, p.454.
- [15] Г.А. Галагутдинов. Препринт САО, 1992. №92.
- [16] С.Г. Алиев, Н.З. Исмаилов. Астрон.журн., 2000, т.77, с.837-841.
- [17] J.D. Scargle. Astrophys. J., 1982, v.263, p.835.
- [18] J.H. Horne, S.L. Baines. Atrophys.J., 1986, v. 302, p.757.
- [19] I. Antokhin, J.F. Bertrand, R. Lamontagne, A.F. Moffat. Astron.J., v. 109, p. 80.
- [20] W.K. Bonsack, C.A. Pilachowski. Astrophys.J., 1974, v.190, p. 327.
- [21] E.F. Borra, J.D. Landstreet. Astron.J.Suppl.Ser., 1980, v.42, p. 421.
- [22] H.W. Babcock. Astrophys.J. Suppl Ser. 1958, v.3, p.141.
- [23] O. Havnes, P.S. Conti. Astro.and Astrophys. 1971, v.14, p.1.

S.H. Əliyev, N.Z. İsmayılov

roAp TIPLİ γ Equ ULDUZUNUN SPEKTRİNDE TEZDƏYİŞMƏ PROSESLƏRİN AXTARIŞI

1999-2000- ci illerde aparılmış müşahidələr əsasında γ Equ ulduzunun spektrinde , FeI, FeII, MgI, MgII, TiII, CrII, H α , H β xətlərinin spektral parametrləri ölçülmüşdür. Alınmış parametrlərin müxtəlif xətlərin spektral parametrləri üçün aparılmış tezlik Fureye analizi bir-birinə yaxın olan bir neçə ossilyasiya tezliyinin olmasını aşkar etmişdir. Bunlardan en ehtimalı 1440±70 μ Hz (11.57dəq.) tezliyinə uyğun gəlir. Qöstərilmişdir ki, ekvivalent enler yarımların və mərkəzi qahq intensivliklər eksər xətlər üçün və həm də ulduzun maqnit sahəsi üçün təqdim etdiyi pulsasiyaların dəyişmələr göstərir.

S.G. Aliev, N.Z. Ismailov

QUICK TIME VARIATIONS IN THE SPECTRUM OF roAp STAR γ Equ

From spectrograms obtained by observations 1999-2000 for the roAp star γ Equ (HD201601) the spectral parameters of lines FeI, FeII, MgI,MgII, TiII, CrII, H α , H β have been measured. The results of frequency analysis on the radial velocity measurements of different lines discovered some close placed mode of frequencies, where more reliable from this corresponding 1440±70 μ Hz (11.57 min.). It is showed that, equivalent widths, FWHMs, central depths of most lines and strength of magnetic field on the data of different authors are varied with the pulsation period. We supposed that the variability of the magnetic field of the star direct exerts influence on physical processes in the atmosphere of the star.

ИМПЛАНТАЦИЯ ГАЛЛИЯ В ПЛЕНКИ PbTe

Б.З. АЛИЕВ

*Азербайджанский Технологический Университет
г. Гянджа, ул. 28 Мая, 103*

Приводятся результаты исследования ионной имплантации Ga в PbTe при высоких дозах внедрения (до $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$). Показано, что определяющее влияние на электрофизические свойства пленок оказывают радиационные дефекты, а холловские концентрации электронов после бомбардировки практически от дозы не зависят.

Экспериментально показано [1], что перспективным способом изготовления диодных структур на основе полупроводниковых структур $A^{IV}B^{VI}$ является ионная имплантация (ИИ). Этим методом на халькогенидах свинца и узошелевых твердых растворах получены фотодиоды [2] с обнаружительной способностью, близкой к теоретической.

В результате исследований, выполненных в основном в Австрии [1], была выявлена определяющая роль радиационных дефектов (РД), сопутствующих внедрению заряженных частиц в твердое тело, в формировании электрофизическими параметров ИИ слоев $Pb_{1-x}Sn_xTe_{1-y}Se_y$ ($0 \leq x \leq 1$, $0 \leq y \leq 1$). Практически независимо от параметров исходного кристалла, бомбардировка ионами H^+ , Sb^+ , As^+ , In^{+2} , Pb^+ , S^+ , Xe^+ , Ar^+ создает слой n-типа с концентрацией электронов, стабилизирующихся при достаточно высоких дозах облучения $D \sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$. По мнению авторов этих исследований, свойства нарушенного слоя (НС) определяются вакансиями теллура. С ними связаны резонансные уровни, стабилизирующие энергию Ферми в PbTe при $T=0$ К примерно на 50 МэВ выше дна зоны проводимости.

С ростом температуры, а также с увеличением содержания олова в $Pb_{1-x}Sn_xTe$, уровень РД смещается в запрещенную зону, РД не стабильно. Их влияние можно устранить отжигом слоев при $T \approx 600$ К в течение 20-30 мин.

Имея в виду использование ИИ для создания высокоэффективных приборов на основе $A^{IV}B^{VI}$ и устранения деградационных процессов, важной задачей на данном этапе следует считать изучение характера и механизма влияния разных сортов имплантируемых ионов, режимов ИИ, последующей обработки.

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования ИИ Ga^+ в PbTe при высоких дозах внедрения (до $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$), влияния отжига на свойства ИИ образцов и обсуждается электрическая активность Ga в PbTe.

Метод исследования.

1. Из-за малой ширины запрещенной зоны, высокой концентрации электрически активных собственных дефектов и большой диэлектрической проницаемости, слой объемного заряда вблизи p-n перехода, созданный в PbTe методом ИИ, имеет слишком малое сопротивление, чтобы обеспечить изоляцию НС от толщины образца. Поэтому при измерении электрофизических параметров вдоль плоскости пленок определяются интегральные характеристики слоисто-неоднородной системы. Для надежной оценки параметров НС необходимо, чтобы его относительный вклад в явление переноса был существенным, т.е. его толщина d_{nc} , должна быть сравнима с малой толщиной образца d . Согласно [1], протяженность области НС составляет несколько долей микрометра, а глубина проникновения ионов еще меньше, следовательно, имплантированные образцы должны иметь толщину $d = 1$ мкм.

В настоящей работе объектами исследования были блочные монокристаллические пленки PbTe толщиной 0,5-0,7 мкм, полученные методами дискретного испарения на слюдяной подложке. Предварительно пленки отжигались в атмосфере инертного газа при $T \approx 600$ К в течение 20 мин, что способствовало стабилизации их параметров. Подготовленные таким образом пленки имели дырочный тип проводимости $p = 2,5 \cdot 10^{17} \pm 2,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При $T = 300$ К значения холловской подвижности составляли $U \approx 600 \pm 800 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, коэффициент термоэдс $\alpha = 350 \pm 450 \text{ мкВ/К}$.

2. Имплантация ионов Ga^+ с энергией 90 кэВ проводилась на установке ИЛУ-1 в режиме горизонтального сканирования импульсами длительностью 1,2 мс с частотой 50 Гц. Использовались два значения средней плотности ионного тока — 0,5 и 1 мкА/см², которые допустимы еще без существенного нагрева образца. Дозы внедрения составляли: $D \approx 6 \cdot 10^{14}$; $2 \cdot 10^{15}$; $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, что значительно превышает ранее использованные [1]. Усредненные по толщине образца концентрации ИИ примеси достигали 10^{20} см^{-3} (таблица 1).

Таблица 1.

Номер образца	Толщина (мкм)	Тип имплан. иона	Плотность ионного тока (мкА/см ²)	Доза (см ⁻²)	Отклонение ионного пучка от нормали к пленке
1.	0,69	Ga^+	1,0	$6,25 \cdot 10^{14}$	-
2.	0,69	Ga^+	1,0	$5,6 \cdot 10^{15}$	-
3.	0,54	Ga^+	1,0	$1,9 \cdot 10^{15}$	-
4.	0,53	Ga^+	0,5	$1,9 \cdot 10^{15}$	-
5.	0,57	Ga^+	0,5	$6,25 \cdot 10^{14}$	-
6.	0,65	Ar^+	1,0	$6,25 \cdot 10^{14}$	-
7.	0,65	Ar^+	0,5	$6,25 \cdot 10^{14}$	7°
8.	0,65	Ar^+	0,5	$6,25 \cdot 10^{14}$	15°

3. Для разделения влияния примеси и РД, а также для выяснения условий устранения РД последующим отжигом, часть образцов (см. таблицу 1) вместо Ga^+ облучались ионами Ar^+ , в тех же условиях ИИ. Ar^+ вводился в пленки под различными углами для исследования возможных процессов канализования [3] в ориентированных образцах.

4. Метод послойного травления, широко применяемый для исследования электрических свойств в ИИ слоев, может давать искаженные результаты из-за загрязнения поверхности примесями и генерации в пленках новых дефектов при обработке. В частности в [1] отмечено, что в PbTe ионы малых энергий (ионное травление) создают такие же НС, как и быстрые ионы. Поэтому в настоящей работе для выявления неоднородного распределения примеси и оценки параметров НС использовались измерение и комплексный анализ эффективных (интегральных) кинетических коэффициентов: электропроводности (σ), Холла (R), термоэдс (α) и поперечного эффекта Нернста-Эттингсгаузена (Q). Теоретические основы и некоторые конкретные приемы такого метода обсуждаются в [4,5].

Результаты эксперимента.

1. Влияние РД на свойства пленок.

Главный результат процесса ИИ проявляется в инверсии знака R и α во всех образцах, в том числе и в имплантированных Ar^+ . Абсолютная величина соотношения кинетических коэффициентов в ИИ образцах близка к характеристикам однородных пленок п-PbTe (рис.1,2). Од-

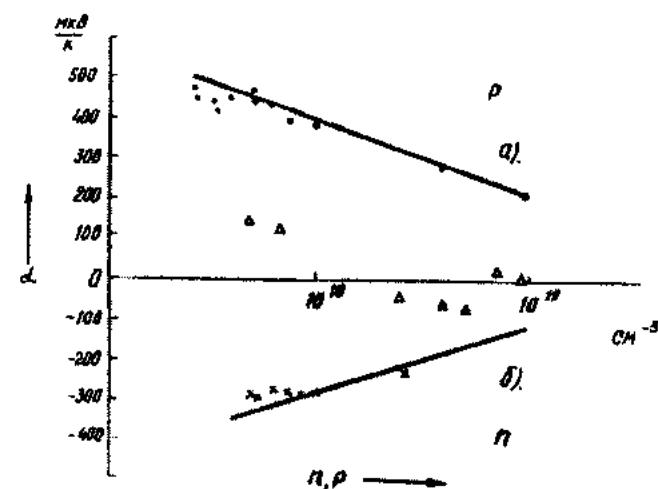


Рис.2. Зависимость коэффициента термоэдс от холловской концентрации:

- а) усредненные данные для однородных пленок р-типа;
- б) усредненные данные для однородных пленок н-типа;
- - до имплантации;
- × - после имплантации;
- Δ - после отжига.

нозначной корреляции свойств пленок с условиями ИИ установить не удается, что может быть следствием применения столь больших доз внедрения. Обращает внимание немонотонный характер $R(T)$ (рис.1) во всех ИИ образцах. Их можно объяснить, предположив по аналогии с [1], что огромная плотность РД в пленках приводит к образованию в зонном спектре резонансных состояний у края зоны проводимости.

Рассчитав по известной методике [6] температурные зависимости уровня химпотенциала в пленках (рис.3), мы

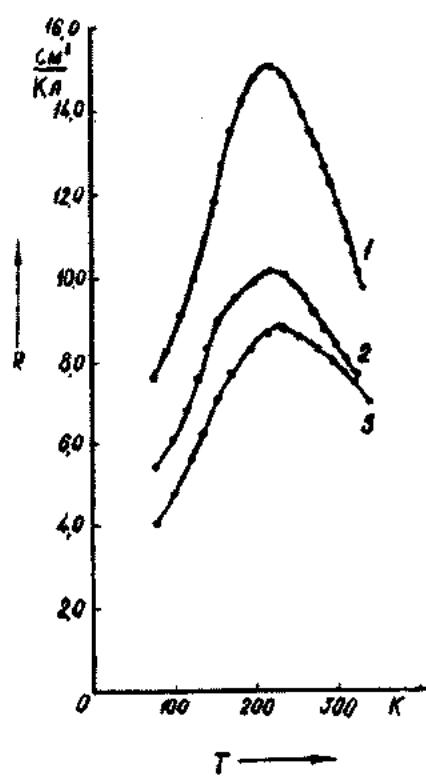


Рис.1. Температурные зависимости коэффициента Холла пленок PbTe, имплантированных ионами Ga
 $D, \text{мкКл/см}^2$: 1 - 100; 2 - 900; 3 - 300
 $d, \mu\text{мм}$: 1 - 0,42; 2 - 0,5; 3 - 0,69.

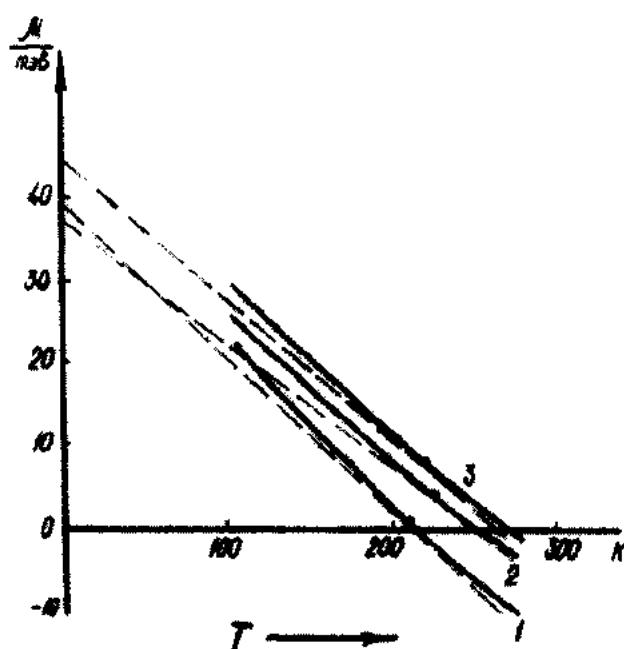


Рис.3. Температурная зависимость уровня химпотенциала в пленках PbTe<Ga+>. $D, \text{мкКл/см}^2$: 1 - 100; 2 - 900; 3 - 300.

оценили энергию таких состояний. При $T=0$ уровень РД оказывается выше дна зоны проводимости ε_c на величину $\varepsilon_1 = 40 \pm 6$ мэВ. С ростом T он отодвигается в запрещенную зону со скоростью около 0,2 мэВ/К. Эти результаты согласуются с величинами, указанными в [1] $\varepsilon_1 = 25-55$ мэВ; $d\varepsilon_1/dT = 0,12-0,22$ мэВ для других имплантированных примесей.

Подчеркнем дополнительно, что в ИИ пленках PbSe до отжига РД никак не проявляется неоднородное распределение примеси по толщине. В аналогичных условиях на пленках PbSe [4] и в соответствии с расчетами для PbTe получается, что при энергии имплантируемых ионов около 100 кэВ, глубина залегания максимума профиля распределения галлия составляет не более 0,05 мкм, что значительно меньше толщины образца.

Экспериментально нам удалось исследовать распределение примеси до глубины 0,13 мкм (рис.4). Существенно неравномерное распределение примеси (рис.4) не проявляется экспериментально.

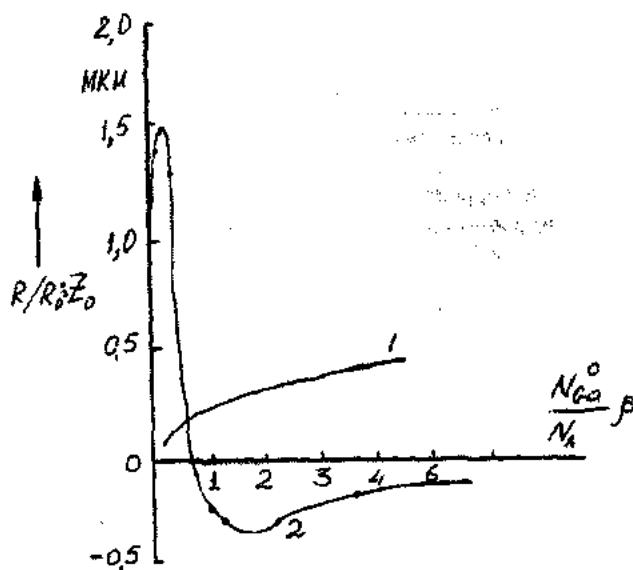


Рис.4. Глубина залегания p-n перехода (1) и относительное изменение коэффициента Холла (2) в пленках PbSe, имплантированных галлием в зависимости от $N_{Ga}^0/\beta/N_{акц}$ (расчет.). Точкими отмечены экспериментальные значения.

Возможны на наш взгляд два объяснения этого факта: либо действие РД является определяющим и влияние неравномерного распределенного Ga на свойства пленок мало по сравнению с этим главным фактором; либо Ga вообще не оказывает существенного влияния на характеристики PbTe. Аргументом в пользу первого объяснения является аналогия свойств пленок ИИ галлием и аргоном, а электрическую активность Ga в PbTe мы обсудим на основе данных о свойствах пленок после отжига РД.

Если вернуться к РД и создаваемым им локализованным состояниям, то следует учесть, что при большой плотности состояний в примесной полосе уровень Ферми стабилизирован у ее середины, и концентрация носителей заряда может быть существенно ниже концентрации дефектов ($N_{деф}$). При этом в широком интервале измене-

ний $N_{деф}$, n может быть практически постоянной величиной $n=n_o$. Если предположить, что $N_{деф}=N_{деф}(d)$, но $N_{деф}>n_o$ во всех сечениях образца, то концентрация носителей заряда может не зависеть от координаты. Это может быть причиной того, что соотношения σ и R , R и α , R и Q в ИИ пленках такие же, как и в однородно-легированных слоях. В любом случае, однако, приходится предположить, что концентрация РД в пленках очень велика, и они пронизывают всю толщину образца. Возможно, их ускоренному распределению вглубь пленки способствует специфическая структура этих образцов с дислокационными стенками вдоль направления имплантации [7].

Существенный вклад могут вносить и процессы канализирования, видимо наиболее эффективные [3] именно в выбранном направлении имплантации (вдоль 111). Это обстоятельство мы проверяли, проведя наклонную имплантацию Ar^+ (см.табл.1). Свойства этих образцов, однако, не отличались от параметров пленки ИИ по нормали к поверхности, что указывает на отсутствие существенного вклада канализирования в формирование НС.

2. Изменение свойств пленок в процессе отжига.

Согласно литературным данным [1], отжиг ИИ пленок при $T=600$ К в течение 20-30 мин снижает концентрацию РД до пренебрежимо малого уровня.

Однако, в наших экспериментах с образцом № 6 было выявлено, что данный режим отжига не приводит к полному возврату свойств пленки к начальным (до имплантации). Пленка трижды отжигалась при $T=573$ К по 20 мин. После первой двадцатиминутки еще сохраняется интегральная проводимость n-типа, после второй - происходит инверсия знака R и α , но холловская концентрация дырок, вычисленная по интегральному значению R , оказывается слишком низкой, а соотношение α , σ , Q и R указывает на собственный характер проводимости. И лишь после третьего акта отжига свойства образца стабилизируются, абсолютные значения кинетических коэффициентов приближаются к исходным и количественно соответствуют характеристикам однородной пленки такой же концентрации дырок. Возможно, что использование более значительных, чем в [1] доз имплантации требует более длительного отжига.

После отжига РД верхний слой пленки обладает проводимостью n-типа, а в глубине образца восстанавливается проводимость p-типа. При этом легко объяснить [5] нереальное для однородных пленок PbTe соотношение кинетических коэффициентов, когда интегрально измеренной по R концентрации носителей заряда около 10^{19} см^{-3} соответствуют значения $\alpha = 10-50 \text{ мэВ/К}$, Q становится положительным и достигает для некоторых образцов значений $800-900 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

Мы провели подробный расчет свойств слоя PbTe, легированного галлием, задаваясь ступенчатым распределением примеси и варьируя глубину залегания p-n перехода (d_{ac}). При этом были использованы формулы [5] для двухслойных образцов с разным типом проводимости в слоях.

Подбором d_{ac} не удается получить характерные для PbTe<Ga> [8,9] соотношения кинетических коэффициентов в ИИ слое.

В таблице 2 показаны результаты такого расчета для образца № 2 при $T=300$ К.

Таблица 2.

d_{nc} , мкм параметры	0,1	0,15	0,2	0,25
σ_{nc} , Ом ⁻¹ ·см ⁻¹	465	330	260	215
α_{nc} , мкВ/К	-380	-345	-310	-280
p , см ⁻³	$4 \cdot 10^{18}$	$3,1 \cdot 10^{18}$	$2,8 \cdot 10^{18}$	$2,7 \cdot 10^{18}$
Q , см ² /В·с	730	650	570	500

При d_{nc} 0,2-0,25 мкм получается реальное соотношение σ , α и R . Отсюда легко сделать приблизительную оценку электрической активности Ga в PbTe. $\beta = N_{Ga} / n_{nc}$ - это показывает, что каждые 100 атомов Ga образуют лишь 1-2 донорных центра. Для Ga не удается получить разумной оценки, что свидетельствует о грубости приближения ступенчатого распределения примеси.

После отжига при $T=573$ К в большинстве пленок происходит инверсия. Необычный характер температур-

ных зависимостей кинетических коэффициентов свидетельствует об определяющем влиянии неоднородно распределенной донорной примеси на свойства образцов. Простым расчетом в модели ступенчатого распределения Ga уже не удается получить реальных соотношений величин σ , α , R и Q . Вероятно второй отжиг приводит уже к значительному «растягиванию» профиля распределения Ga, наблюдавшемуся в частности в [5], и Q достигает значений 1600-1700 см²/В·с, что также может быть объяснено с учетом наличия в пленке слоев с р- и н-типом проводимости.

Таким образом, при использованных режимах имплантации и отжига в PbTe каждые 100 имплантированных атомов галлием создают 1-2 донорных центра.

В заключении автор выражает благодарность А.В. Суворову, проводившему имплантацию Ga⁺ и Ar⁺ в исследованных пленках.

- [1] L. Palmeshofer. Appl.Phys.A., 1984, № 34, p. 139-153.
- [2] J.P.Donnelly, T.C.Harman, A.G.Foyt, W.T. Lindley. Appl. Phys. Lett., 1972, № 20, p. 279-282.
- [3] X.Ruscel, I. Ruge. Ионная имплантация, М., «Наука», 1983, с. 360.
- [4] И.А. Аброян, Б.З. Алиев, С.Д. Имамкулиев, С.А. Казьмин, В.И. Кайданов, Г.Д. Касаманли, А.В. Суворов. ФТП, т. 17, № 4, с. 611-613.
- [5] Б.М. Гольцман, З.М. Дашевский, В.И. Кайданов, Н.В. Коломоец. «Пленочные термоэлементы» (физика и применение), М., «Наука», 1985, с. 232.

- [6] А.Н. Аверкин, В.И. Кайданов, Р.Б. Мельник. ФТП, 1976, т. 5, в. 1, с. 91-95.
- [7] Л.И. Бышенский, Т.С. Гудкин, С.К. Иорданишвили, С.А. Казьмин, В.И. Кайданов, С.А. Немов, Ю.И. Равич. ФТП, 1977, т. 11, в. 8, с. 1522-1526.
- [8] А.Н. Вейс, В.И. Кайданов, Н.А. Костылева, Р.Б. Мельник, Ю.И. Уханов. ФТП, 1973, т. 7, № 5, с. 928-930.
- [9] А.А. Аверкин, Т.С. Бушмарина, И.А. Драбкин, Ю.З. Сонфиров. ФТП, 1971, т. 5, в. 1, с. 197-200.

B.Z. Əliyev

QALLIUMUN PbTe TƏBƏQƏLƏRİNƏ İMPLANTASIYASI

Məqalədə, qalliumun, yüksək miqdarda ($6 \cdot 10^{15}$ см⁻² qədər), PbTe təbəqələrinə ion implantasiyasının tədqiqindən alınmış nəticələr təqdim olunmuşdur. Radiasiya defektlərində aşqarların qeyri-bircins paylanması müəyyenləşdirmək üçün, kinetik emsallar ölçülərek, onların kompleks araşdırılması aparılmışdır.

B.Z. Aliyev

GALLIUM IMPLANTATION TO FILMS PbTe

The results of the investigation of Ga ion implantation to PbTe at high dose of implantation (up to $6 \cdot 10^{15}$ см⁻²) are presented. It is shown, that radiation defects influence on electrophysical properties of films essentially and Hall electron concentrations not depend on dose after the bombardment practically.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ НОСИТЕЛИ ИНФОРМАЦИИ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ ЗУ НА ОСНОВЕ ВИСМУТСОДЕРЖАЩИХ ПЛЕНОК

Я.Ю. ГУСЕЙНОВ

*Сумгайитский Государственный Университет
373208, Сумгайт, квартал 43*

Ф.Д. КАСИМОВ

*Азербайджанское Национальное Аэрокосмическое Агентство
370106, Баку, пр. Азадлыг, 159*

В.Н. ДЖУПЛИН

*Таганрогский Государственный Радиотехнический Университет
347928, Таганрог, ГСП-17а, пер. Некрасовский, 44*

МНР, ГСМН
Министерство

Э. А.

Исследованы висмутсодержащие пленки Mn/Dy/Bi, полученные по мультислойной технологии с прослойкой из редкоземельного материала Dy. Показано, что высокие значения магнитооптических параметров делают их перспективными для использования в качестве среды магнитооптических дисков

Эффективность использования вычислительных устройств в наибольшей степени зависит от характеристики и организации памяти. Проблема резкого увеличения емкости и скорости работы запоминающих устройств (ЗУ) связана с непрерывно продолжающимся ростом объема перерабатываемой информации, а также новым подходом к хранению больших информационных массивов. С этих позиций следует оценивать целесообразность и перспективность разработки и внедрения оптических ЗУ, принципиально отличающихся от других известных устройств памяти использованием для записи и считывания информации оптической энергии. Плотность представления информации в оптических ЗУ принципиально ограничена только дифракционным пределом, что делает реальным ее повышение на два порядка по сравнению с плотностью представления на магнитных дисках [1].

Реализация этих достижений возможна при использовании в качестве источников лучистой энергии лазеров, которые позволяют сфокусировать излучение на минимальной площади, сравнимой с длиной волны. Характерные особенности структуры оптической памяти во многом определяются физической природой и параметрами информационных носителей. В частности, хорошо известны носители, принцип действия которых основан на магнитооптическом (МО) эффекте [2].

Информационный носитель для МО записи представляет собой тонкую пленку из ферромагнитного материала, нанесенную на прозрачную подложку. Запись осуществляется магнитным полем в сочетании с воздействием лазерного луча с достаточно высокой плотностью лучистой энергии. Стирание информации подобно записи с тем отличием, что магнитное поле ориентировано в этом случае в противоположном направлении.

Эффективность дифракции (D) в кристаллах железоиттриевого граната $3 \cdot 10^{-3} \%$. Более высокие значения D получаются в висмутсодержащих пленках. Висмутсодержащие пленки в последнее время широко используются в качестве различных функциональных элементов [3,4] и их электрофизические и оптические свойства хорошо изучены [5,6]. В качестве информационного носителя данно-

го типа чаще всего используется пленка MnBi. Например, в [7] пленки толщиной 40-50 мкм наносились на стеклянную подложку диаметром 15,2 см. Ширина полосы записи была 2,54 см. Магнитный слой сверху покрывался защитной пленкой двуокиси кремния. Общая емкость памяти 1 Мбит распределялась на 10^4 дорожках, а плотность записи информации составляла $1,55 \cdot 10^5$ бит/мм².

Однако, несмотря на высокие технические параметры и дешевизну входящих в нее компонентов, практическая реализация на них магнитной записи выявила ряд недостатков, к основному, среди которых можно отнести большой размер кристаллитов, достигающих нескольких микрон [8], что препятствует высокоплотной записи, увеличивает шум среди при магнитооптическом считывании. Были проведены исследования влияния на структуру и магнитные свойства пленок MnBi различных добавок Al [9], Ni [10], Zn, Sb, Te [11], Ge, Nd [12]. Показано, например, что использование Sb приводит к уменьшению размера кристаллитов до 100 нм и понижению температуры Кюри (T_c), но при этом уменьшаются коэрцитивная сила ($H_c < 1$ кэ), угол вращения Керра ($\theta_k = 0,5^\circ$) и константа перпендикулярной анизотропии ($K_u = 1,2 \cdot 10^6$ эрг/см³). При одновременном введении Al и Si формируются кристаллиты размером порядка 40 нм, кроме того улучшается термическая стабильность и увеличивается θ_k , однако K_u уменьшается в два раза.

Поскольку размер кристаллитов в пленках MnBi в значительной степени определяется временем и температурой отжига, следует ожидать, что с уменьшением толщины пленки значения этих параметров могут быть существенно уменьшены и должны получаться более мелкие кристаллиты. Поэтому перспективной представляется интенсивно развивающаяся в последнее время технология мультислойных структур, в соответствии с которой пленки предлагается получать последовательным осаждением чередующихся слоев Bi и Mn с дальнейшим отжигом [13]. Размер кристаллитов в таких структурах составляет примерно 100 нм, причем θ_k уменьшается незначительно по сравнению с обычными пленками MnBi.

В настоящей работе приводятся результаты исследования свойств поликристаллических пленок Mn/R/Bi (R - редкоземельный металл), полученных по мультислойной технологии. В качестве редкоземельного элемента использовался диспрозий.

Пленки Mn/Dy/Bi получались, согласно [14], в едином технологическом цикле методом термического испарения в вакууме $\sim 10^{-4}$ Па. На стеклянные подложки при комнатной температуре последовательно наносились чередующиеся слои висмута, редкоземельного элемента и марганца Bi/Dy/Mn/Dy/.../Mn. Каждая из компонент испарялась из отдельного источника с расстояния 25 см, со скоростью 1 нм/с, которая поддерживалась постоянной в течение всего процесса. Сразу после напыления структуры отжигались при температуре 250° в вакууме.

Длительность отжига выбиралась 60, 30, 15 и 7 мин и уменьшалась с уменьшением толщины пленки. Толщины слоев Bi и Mn выбирались таким образом, чтобы выполнялось условие 1:1 по атомному соотношению. Были получены многослойные пленки, толщины которых изменились в пределах от 12 до 100 нм для слоев Bi, от 4 до 40 нм для слоев Mn и от 3 до 40 нм для диспрозия. При этом суммарная толщина многослойной пленки либо выдерживалась постоянной, т.е. изменялись относительные толщины слоев в указанных выше пределах, либо менялась, что позволяло проследить за изменением свойств в зависимости от количества слоев.

Структура полученных пленок Mn/R/Bi исследовалась методом дифракции электронов и просвечивающей электронной микроскопии. Размер кристаллитов определялся по микрофотографиям, полученным с помощью растрового электронного микроскопа ПРЭМ-200 в режиме светлого и темного полей. Анализ химического состава и распределения концентраций каждой компоненты по толщине проводился с помощью профилей, полученных методом электронной оже-спектроскопии на сканирующем оже-микропроеционном спектрометре РНІ-660 фирмы «Perkin-Elmer» при последовательном сглаживании поверхностных слоев пленки ионами аргона и ускоряющим напряжением 3,5 кэВ.

Намагниченность насыщения (M_s) и константа перпендикулярной анизотропии измерялись на торсионном магнитометре. Исследование процессов перемагничивания и терромагнитной записи было проведено на магнитооптической установке в полях до 20 кЭ. Коэрцитивная сила определялась из петель гистерезиса. Угол вращения полярного эффекта Керра измерялся со стороны подложки. Спектры θ_k были сняты в интервале длин волн 400-1200 нм на МО-установке с использованием монохроматора МДР-2.

Одной из ответственных операций является отжиг пленок, приводящий к образованию соединений. Эксперименты показали, что реакция образования соединений отмечается, начиная с температуры 210°C, и ее скорость заметно растет с повышением температуры. Для пленок MnBi было установлено, что при 220°C превращение завершается за 40 мин, при 250°C - за 30 мин, а при 280°C - за 8 мин. Однако повышение температуры вызывало необратимое увеличение коэрцитивной силы пленок MnBi и поэтому наиболее оптимальной оказалась температура отжига 250°C.

В качестве защитного покрытия использовалась моноокись кремния, толщиной 1 мкм, которая осаждалась на три из шести подложек с пленками MnBi. Все пленки

выдерживались на воздухе в течение 15 часов, после чего отжигались при температуре 250°C в вакууме в течение 2-х часов. На пленках без моноокиси кремния двойной угол Фараадеевского вращения при насыщении менялся от 4,5 до 6°, в то время как с моноокисью кремния он составил 11,5-12°.

Анализ кристаллической структуры образцов, полученных по описанной технологии, показал, что введение прослойки между слоями Mn и Bi приводит к уменьшению размера кристаллитов.

В пленках MnBi, имевших до отжига размер кристаллитов порядка 1-3 мкм, и пленках Mn/Dy/Bi с характерным размером кристаллитов 250-300 нм, после отжига размеры кристаллитов уменьшились до значения порядка 10 нм.

Оже-профиль пленки Mn/Dy/Bi после отжига представлен на рис. 1. Видно, что распределение каждой компоненты достаточно однородно внутри пленки, хотя мож-

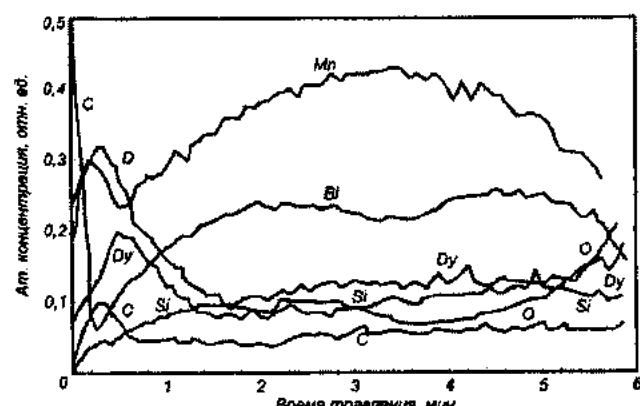


Рис. 1. Оже-профиль пленки Mn/Dy/Bi.

но выделить незначительные по амплитуде волнообразные колебания концентрации Bi, которые можно соотнести с двумя слоями этой компоненты, существовавшими в пленке до отжига. Наиболее значительные изменения состава наблюдаются в приповерхностной области. Это может быть связано с образованием окислов марганца и диспрозия [15], вследствие чего диффузия этих элементов внутрь пленки затруднена. В [16] было установлено, что основной вклад в уменьшение эффективного времени жизни носителей вносит граница раздела с окислом диспрозия за счет увеличения числа генерационно-рекомбинационных центров, что также подтверждается явлением миграции ионов редкоземельных элементов к поверхности пленки и их выраженной тенденцией к окислению, наблюдавшимися в [15].

Изучались зависимости K_u , H_c , $2\theta_k$, и намагниченности M_s от температуры отжига ($T_{отж}$), времени отжига ($t_{отж}$), толщины (h) и количества (n) наносимых слоев. Измерения $2\theta_k$ проводились на длине волны $\lambda = 633$ нм в поле 20 кЭ. На рис. 2 представлены зависимости H_c и $2\theta_k$ от температуры отжига при длительности 30 мин. Пленка Mn/Dy/Bi имела 7 слоев, толщины слоев составляли 49,5 и 17 нм соответственно. Резкий спад H_c при увеличении температуры отличают пленки Mn/Dy/Bi от пленок MnBi, полученных в одном с ними технологическом цикле и имеющих такие же тол-

цины слоев, в которых H_c возрастает с увеличением температуры отжига.

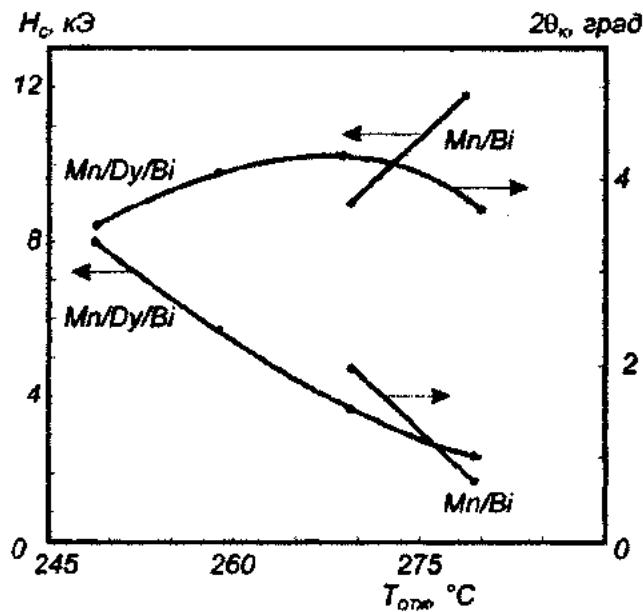


Рис. 2. Зависимость H_c и $2\theta_k$ от температуры отжига для пленок Mn/Bi и Mn/Dy/Bi.

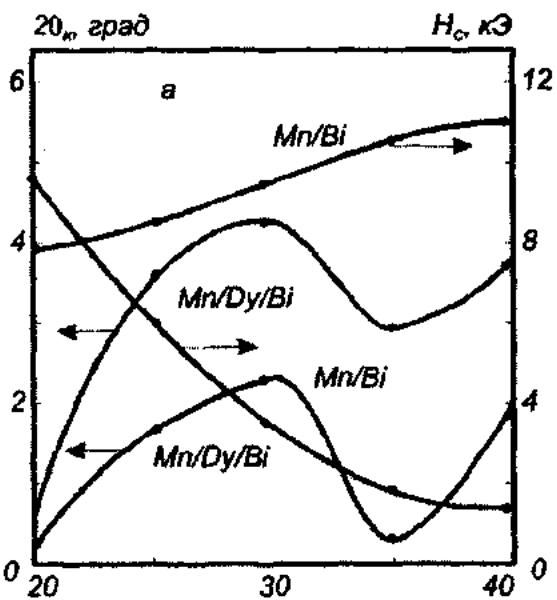


Рис. 3. Зависимость $2\theta_k$ и H_c (а), M_s и K_u (б) от времени отжига пленок Mn/Bi и Mn/Dy/Bi.

как и для $2\theta_k$, но изменение его значений не столь велико. Можно считать, что общей причиной для наблюдающихся зависимостей K_u и $2\theta_k$ от времени отжига является встречная диффузия Mn и Bi через прослойку Dy, способствующая формированию мелкозернистой анизотропной структуры, ориентированной перпендикулярно плоскости пленки. Наличие максимумов на кривых зависимостей $2\theta_k$ дало возможность однозначно выбрать температуру отжига 270 °C и время отжига 30 мин для пленок с количеством слоев, равным семи.

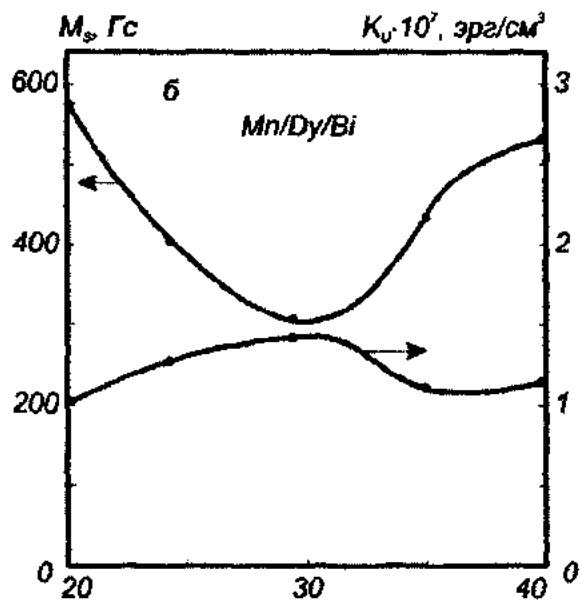
В табл. 1 приведены толщины и параметры пленок, обладавших наиболее оптимальными характеристиками.

Температурная зависимость $2\theta_k$ для пленок Mn/Dy/Bi имеет максимум при температуре отжига 270 °C. Дальнейшее увеличение температуры отжига приводило к уменьшению угла вращения Керра, как для пленок Mn/Dy/Bi, так и для MnBi.

На рис. 3 показаны зависимости H_c , $2\theta_k$, M_s и K_u от времени отжига для пленок MnBi и Mn/Dy/Bi, полученных в едином технологическом цикле при температуре отжига 270 °C и имеющих одинаковые исходные толщины слоев.

Коэрцитивная сила пленок Mn/Dy/Bi резко уменьшалась с увеличением времени отжига, как и при увеличении температуры отжига, тогда как для MnBi наблюдается ее возрастание. Зависимость угла вращения Керра пленок Mn/Dy/Bi имеет максимум при 30 мин отжига и ее ход качественно совпадает с зависимостью $2\theta_k$ для пленок MnBi, но при этом имеет существенно большие значения.

Как видно из рис. 3, зависимости $2\theta_k$ и M_s для пленок Mn/Dy/Bi имеют противоположный характер, т.е. максимуму зависимости $2\theta_k$ от времени отжига соответствует минимальное значение M_s . На основании этого можно сделать вывод, что увеличение угла МО вращения Керра с введением прослойки Dy не обусловлено возрастанием намагниченности M_s . Характер зависимости K_u такой же,



Для сравнения в табл. 2 приведены значения магнитных и МО параметров рассматриваемых мультислойных (Mn/Dy) и монослоинных (MnDy) пленок а также данные, взятые из литературы [13]. Из табл. 2 видно, что значение намагниченности пленок Mn/Bi меньше, чем Mn/Dy/Bi и обычных однослойных пленок MnBi.

Это можно объяснить на основе представлений о природе ферромагнетизма в MnBi. В подобных соединениях, к которым относится и MnSb, исследованных в [17], существует относительно сильное антиферромагнитное взаимодействие, обусловленное прямым d-d-обменом между катионами Mn^{3+} , а также косвенным обменом че-

Таблица 1.

Состав	Толщина			Общее количество слоев	Время отжига, мин	H_c , кЭ	$2\theta_k$, град
	Bi , нм	Mn , нм	Dy , нм				
Mn/Bi	55	19	-	4	30	7	2,8
Mn/Dy/Bi	49,5	17	5	7	30	6	4,2
Mn/Dy/Bi	49,5	17	5	3	30	2	3,1
Mn/Dy/Bi	49,5	17	20	3	60	5	2,8
Mn/Dy/Bi	50	18	4	7	30	1,6	3,8
Mn/Dy/Bi	104	39	5	3	60	4,7	2

Таблица 2.

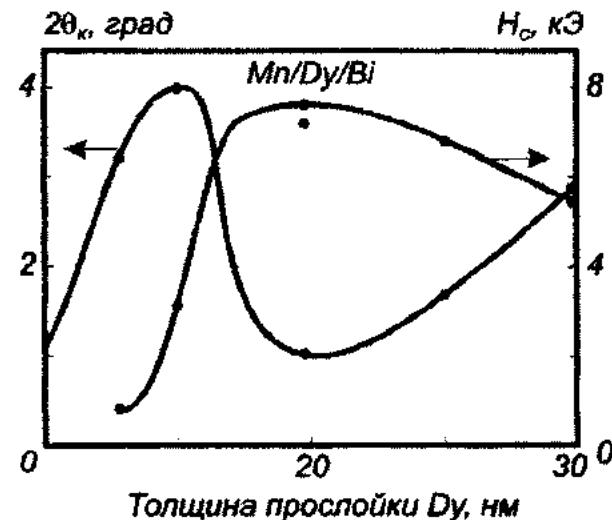
Состав	Толщина, нм	H_c , кЭ	M_s , Гс	K_u , эрг/см ³	$2\theta_k$, град
MnBi монослойная структура	148	3,5	400	$1,4 \cdot 10^7$	2,6
Mn/Bi [13] мультислоистая структура	148	2,0	580	$2 \cdot 10^6$	1,45
Mn/Bi	148	5,4	300	$1 \cdot 10^7$	2,4
MnDyBi	148	8,0	300	10^7	0,7
Mn/Dy/Bi	148	6,0	330	$1,4 \cdot 10^7$	4,2 - 4,5

рез 3d-бр-гибридизацию, который определяет ферромагнитное обменное взаимодействие. Анализ электронной структуры MnBi показывает, что при увеличении размеров кластера магнитный момент центрального атома Mn становится больше, тогда как моменты внешних оболочек кластера уменьшаются и, как следствие, антиферромагнитное взаимодействие уменьшается, что приводит к увеличению эффективной намагниченности. Особенностью пленок Mn/Bi, полученных по мультислоистой технологии, является уменьшение размера зерна по сравнению с обычными пленками MnBi [13], что и должно давать уменьшение намагниченности, экспериментально наблюдавшееся нами, а также другими авторами. Введение прослойки из атомов Dy приводит к тому, что при отжиге часть атомов Dy диффундирует и внедряется в кристаллическую решетку MnBi, вследствие чего происходит некоторое ослабление антиферромагнитного взаимодействия, что является причиной наблюдаемого увеличения намагниченности в пленках Mn/Dy/Bi.

Для пленок Mn/Bi уменьшение зерна предполагает увеличение их количества, а это увеличивает вероятность их разориентации, которая должна отразиться в уменьшении K_u по сравнению с пленками, полученными нами по обычной технологии (табл. 2). Прослойка Dy во время отжига обеспечивает ориентированную нормально плоскости встречную диффузию Mn и Bi, тем самым оказывая ориентирующее влияние на формирующиеся при этом мелкие кристаллиты MnBi. Кроме того, диффузия Dy происходит в первую очередь по границам зерен. При этом может происходить парное упорядочение Dy, которое должно давать вклад в перпендикулярную анизотропию.

Особый интерес представляет большое значение угла вращения Керра для пленок Mn/Dy/Bi. Из табл. 2 видно, что оно не обусловлено увеличением намагниченности. Как известно, вращение Керра зависит от соотношения вкладов спин-орбитального взаимодействия, плотности состояний и намагниченности [18], поэтому естественно предположить, что причиной является изменение электронной структуры, которое происходит при введении прослойки Dy.

На рис. 4 и 5 представлены зависимости $2\theta_k$, H_c , M_s и K_u от толщины прослойки Dy для пленок Mn/Dy/Bi с общим количеством слоев, равным семи, и с толщинами Mn и Bi 17 и 39 нм соответственно. Зависимость $2\theta_k(h_{Dy})$ имеет максимум при толщине диспрозия $h_{Dy}=10$ нм, тогда как максимум намагниченности (рис. 5) приходится на толщину h_{Dy} , равную 5 нм, что подтверждает сделанный выше вывод о том, что увеличение МО вращения Керра не обуславливает увеличение намагниченности.

Рис. 4. Зависимости $2\theta_k$ и H_c от толщины прослойки Dy для пленок Mn/Dy/Bi.

Что касается зависимости K_u от толщины прослойки Dy, то изменения перпендикулярной анизотропии, по-видимому, также обусловлены распределением атомов Dy в пленке, которые при небольшой концентрации диффузанта в основном сегрегируются в межзеренных прослойках, что оказывает дополнительный ориентирующий эффект.

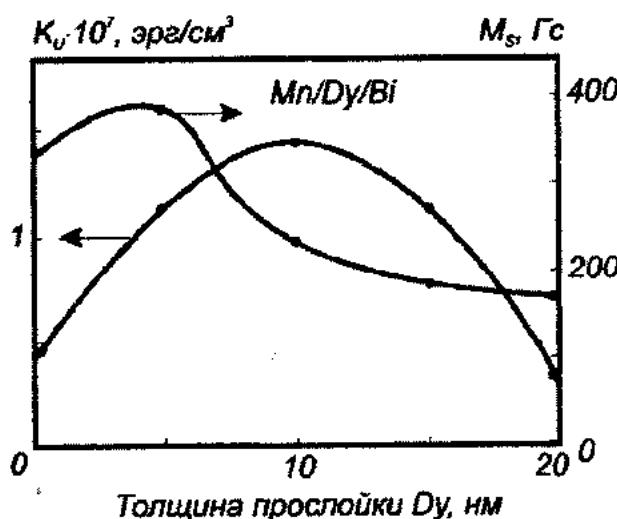


Рис. 5. Зависимости M_s и K_u от толщины прослойки Du для пленок Mn/Dy/Bi.

Как видно из рис. 4, коэрцитивность H_c возрастает с увеличением толщины прослойки Du и достигает примерно 8 кЭ при толщине 13 мкм. Ход зависимости подо-

бен, полученному в [10] для пленок Mn/Cu/Bi, однако для последних H_c не превышало 4 кЭ. Следовательно, использование чередующихся слоев с различными прослойками влияют только на абсолютные значения коэрцитивности, не изменяя характера ее зависимости от толщины прослойки.

На полученных пленках Mn/Dy/Bi были проведены эксперименты по термомагнитной записи и МО считыванию информации, при этом использовался импульсный лазер ЛГИ-21 ($\lambda=337$ нм). Запись осуществлялась импульсами светового излучения длительностью $\sim 10^{-8}$ с в двух режимах: в точке Кюри и на спаде коэрцитивной силы. Поверхностная плотность световой энергии в первом случае составляла $3 \cdot 10^{-3}$ Дж/см², во втором - 10^{-3} Дж/см². При записи в точке Кюри наличие внешнего поля записи необязательно. При стирании записанной информации необходимо прилагать магнитное поле стирания 100 Э, направленное антипараллельно направлению магнитного момента стираемого бита.

В случае осуществления записи и стирания на спаде коэрцитивной силы, необходимо наличие внешнего поля записи (стирания) примерно 200 Э. В табл. 3 приведены параметры пленок Mn/Dy/Bi и взятых из литературы данных пленок MnBi.

Таблица 3

Материал	$H_c, \text{ кЭ}$	Разрешение, лин/мм	Поле записи-стирания, Э	Длительность импульса, мкс	Энергетическая чувствительность, нДж/мкм	Количество циклов записи-стирания
MnBi [13]	7	1000	250	1.0	5.0	10^5
Mn/Dy/Bi	6	3000	250	0.15	0.3	$>10^5$

Таким образом, исследования пленок Mn/Dy/Bi, полученных по мультислойной технологии, показали, что введение прослойки диспрозия позволяет получить минимальный размер зерна порядка 15 нм, большие значения коэрцитивной силы $H_c > 2$ кЭ, перпендикулярной ани-

зотропии $K_u = 1.4 \cdot 10^7$ эрг/см³, угла вращения Керра $2\theta_k = 4.2^\circ$. Достигнутые значения магнитооптических параметров свидетельствуют о перспективности использования пленок Mn/Dy/Bi в качестве носителя МО-дисков.

- [1] В.А. Вуль. Оптические запоминающие устройства, Л.: Энергия, 1979, с.184.
- [2] А.А. Штернов. Физические основы конструирования, технологии РЭА и микроэлектроники, М.: Радио и связь, 1981, с.248.
- [3] F.D. Kasimov, Ya.Yu. Guseinov. Functional Materials, (Kharkiv), 1999, v. 6, № 5, p. 934-938.
- [4] Л.В. Благина, В.В. Кодин, В.А. Овчинников. Эффект самоорганизации в Bi-содержащих гетеросистемах электронной техники, Труды 7-ой международной НТК «Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники», Таганрог, 2000, с. 146-148.
- [5] Sh.M. Efendiev, A.A. Agasiev, Ya.Yu. Guseinov. Phys. Stat. Sol. (a), 1989, v.116, p.305-311.
- [6] A.A. Agasiev, Ya.Yu. Guseinov. Phys. Stat. Sol. (a), 1993, v.136, p.473-476.
- [7] K. Egashira, T. Yamada. Appl. Phys., 1974, v.45, №8, p.3643-3646.
- [8] W.K. Under, H. Harms. J. Appl. Phys., 1973, v.44, №2, p.191-194.
- [9] J.X. Shen, R.D. Kirby, D.J. Sellmyer. J. Appl. Phys., 1991, v.69, №8, p.5984-5989.
- [10] M. Gomi, M. Kajima, M. Abe. J.Appl. Phys., 1984, v.55, №6, p.2170-2175.
- [11] H. Gobel, E. Wolfgang, H. Harms. Phys. Stat. Sol. (a), 1976, v.35, №1, p.89-96.
- [12] R. Fang, D. Li, T. Ma. et al. IEEE Trans. Magn., 1991, MAG-27, №6, p.5133-5138.
- [13] M. Masuda, I. Izawa, S. Yashino. et al. J. Appl. Phys., 1987, v.26, №5, p.707-711.
- [14] В.Ю. Яковчук, Л.В. Буркова, В.А. Середкин и др. Структурные и магнитооптические свойства мультислойных пленок MnRBi, Тез. докл. XII-й Всесоюзной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники», Новгород, 1990, с.37.
- [15] P. Bernstein, C. Gueugnon. IEEE Trans. Magn., 1985, MAG-21, №5, p.1613-1616.
- [16] А.И. Петров, В.А. Рожков, И.Г. Бережной. Рекомбинационные характеристики кремния, пассивированного оксидом диспрозия, Труды 6-ой международной НТК «Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники», Таганрог, 1999, с. 63.
- [17] R. Coehoorn, C. Haas, R.A. Croot. Phys. Rev., 1985, v. 31, № 4, p. 1980-1984.
- [18] А.К. Звездин, В.А. Котов. Магнитооптика тонких пленок, М.: Радио и связь, 1991, с.134.

Y.Y. Hüseynov, F.C. Qasimov, V.N. Cuplin

BISMUTSAXLAYAN TƏBƏQƏLƏR ƏSASINDA OPTİK YADDAŞ QURĞUSU ÜÇÜN MAQNİTOOPTİK İNFORMASIYA DAŞIYICILARI

Disprozi nadir torpaq elementindən aralıq təbəqə ilə multitəbəqə texnologiyası əsasında alınmış bismut saxlayan Mn/Dy/Bi təbəqələri tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, təbəqələrin yüksək maqnitooptik parametrlərə malik olması onları maqnitooptik disk mühiti kimi istifadə etməyə perspektivli edir.

Ya.Yu. Guseinov, F.D. Kasimov, V.N. Juplin

MAGNETOOPTICAL TRANSMITTERS FOR OPTICAL MEMORY ON THE BASE OF BISMUTH-CONTAINING FILMS

Bismuth-containing films Mn/Dy/Bi which has been formed by the way of multilayer technology was investigated. It is shown, that because of high magnetooptical parameters this films are promising for using as MO medium.

Дата поступления: 25.11.00

Редактор: Ч.О. Каджар

СТРУКТУРА ФАЗ ВОДНОЙ ДВУХФАЗНОЙ СИСТЕМЫ ДЕКСТРАН-ПОЛИВИНИЛОВЫЙ СПИРТ (ПВС)

Э.С. ГАРАЕВ

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

В статье проводятся электронно-микроскопические исследования структуры двухфазной водной системы (обогащенный декстран +поливиниловый спирт, обогащенный поливиниловый спирт+декстранны) и влияние на эти структуры K_2SO_4 и KCNS. Показано, что присутствие в обогащенной фазе декстрана 0,2 %ПВС изменяет характер структуры, а KCNS разрушает структуру полимера. Присутствие KCNS и K_2SO_4 в фазе обогащенной ПВС+декстранны сопровождается переходом нерегулярной структуры в ячеистую (K_2SO_4) и регулярно ячеистую (KCNS) структуру полимера.

В [1] нами было проведено электронно-микроскопическое исследование структуры водных растворов декстрана и поливинилового спирта /ПВС/, а также влияние на эту структуру солей K_2SO_4 и KCNS и показано, что присутствие солей при концентрации полимеров 10 % существенно и по-разному изменяют структуру раствора. При концентрации полимеров 10% введение солей не сопровождалось изменением структуры раствора. Полученные в [1] результаты интерпретировались в терминах совместного влияния полимеров и солей на структуру воды.

В связи с тем, что в реальных условиях существования двухфазной водной системы каждая фаза содержит различное количество обоих фазообразующих полимеров, представлялось интересным проследить влияние второго (т.е. присутствующего в меньшем количестве) полимера на структуру водного раствора в каждой из фаз, а также влияние на эту структуру различных солей.

В настоящей работе с использованием методики, разработанной в [1] изучалась структура обеих фаз водной системы декстран-ПВС и влияние на эту структуру солей K_2SO_4 и KCNS. Количество декстрана в фазе обогащенной декстраном составляло ~ 9 %, а количество ПВС в этой фазе составляло ~ 0,2 % для различных систем, использованных при приготовлении объектов исследования без и в присутствии солей. В связи с этим при изучении фазы, обогащенной декстраном, в качестве исходной структуры мы приняли структуру, полученную при изучении 10% водного раствора декстрана (рис.1). Из сопоставления рис.2, на котором приведена микрофотография, полученная при изучении структуры фазы, обогащенной декстраном, с рис.1 видно, что присутствие в системе второго фазообразующего полимера сопровождается заметным изменением структуры полимера в растворе, полученной после замораживания и лиофильного высушивания, а именно регулярная крупноячеистая структура, характерная для 10 % водного раствора декстрана, переходит при наличии 0,2 % ПВС в совершенно иную по характеру регулярную анизотропную пластинчатую структуру. На рис.2 видно также наличие микрофазы ПВС, присутствующей в фазе, обогащенной декстраном. Таким образом присутствие в водном растворе декстриана незначительного количества растворенного в этом же растворе ПВС сопровождается изменением структуры раствора. Рассмотрим возможные причины наблюдаемого изменения структуры. Во-первых, отметим, что каж-

дая из исследуемых фаз в двухфазной системе при ука-

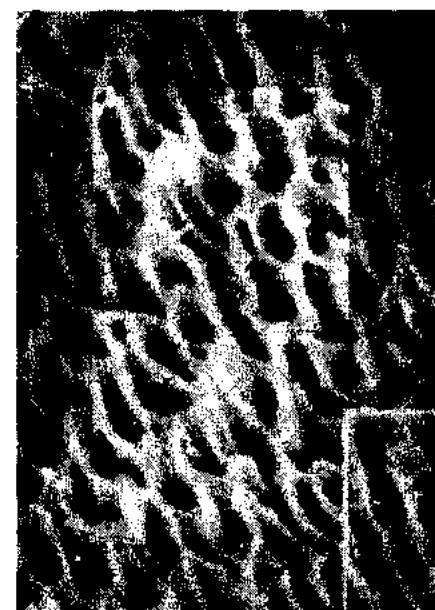


Рис.1. Микрофотография 10 % раствора декстрана.



Рис.2. Микрофотография структуры фазы, обогащенной декстраном.

занных концентрациях полимеров не является истинным раствором, а представляет собой растворы ассоциатов макромолекул. При этом ассоциаты в каждой из фаз образованы преимущественно однородными молекулами каждого из фазообразующих полимеров в силу их термодинамической несовместимости. Коль скоро ассоциаты макромолекул не образованы разнородными молекулами, т.е. отсутствует непосредственное влияние молекул ПВС на характер взаимного расположения молекул декстрана, причина существенного изменения структуры в фазе, обогащенной декстраном, по сравнению с чистым водным раствором декстрана может быть обусловлена только изменением характера окружающей среды, т.е. в нашем случае изменением структуры растворителя (воды) за счет присутствия второго фазообразующего полимера. Ранее мы предположили, что движущей силой фазового разделения в водной двухфазной системе является образование двух типов структуры воды, возникающих вследствие различия во взаимодействии каждого из полимеров с водой. Полученные данные подтверждают это предположение. Действительно, даже присутствие незначительного количества ПВС в фазе, обогащенной декстраном (а при приготовлении системы до расслоения количества декстрана и ПВС сопоставимо) приводит к изменению структуры, характерной для раствора, содержащего только декстран.

Исходя из полученных данных, можно также предположить, что свойства фазы в значительной мере могут определяться соотношением в ней фазообразующих полимеров, которое определяет характер состояния среды этой фазы.

В [1] мы показали, что введение в 10 % раствор декстрана KCNS приводит к разрушению регулярной крупноячеистой структуры, в то время как добавление K_2SO_4 практически на сопровождается изменением структуры. На рис.3 приведена микрофотография, характеризующая структуру фазы, обогащенной декстраном, содержащей 0,1 M/kg K_2SO_4 . Видно, что как и в случае водного раствора декстрана введение K_2SO_4 сопровождается незначительным изменением структуры. На следующем рисунке (рис.4) приведена микрофотография фазы, обогащенной декстраном, содержащей 0,1 M/kg KCNS. Как следует из рассмотрения приведенной микрофотографии, присутствие в фазе, обогащенной декстраном, 0,1 M/kg KCNS сопровождается, как и в случае изучения 10 % водного раствора декстрана, содержащего KCNS, разрушением структуры. Различный характер влияния на изучаемые структуры солей K_2SO_4 и KCNS связан очевидно с тем, что как известно K_2SO_4 стабилизирует, а KCNS разрушает структуру воды [2]. Причина отсутствия влияния K_2SO_4 на рассматриваемые структуры, видимо, объясняется преобладающим влиянием полимера [1].

Аналогичное исследование было проведено нами для фазы, обогащенной ПВС. Для фазы, обогащенной ПВС (состав фазы: 10 % ПВС, 1,5 % декстрана) характерна совершенно нерегулярная структура (рис.5), существенно отличающаяся от достаточно регулярной структуры 10% водного раствора ПВС. Введение солей K_2SO_4 и KCNS в 10% водный раствор ПВС практически не сопровождается изменением структуры, как это было показано ранее [1]. В обоих случаях сохранялась регулярность структу-

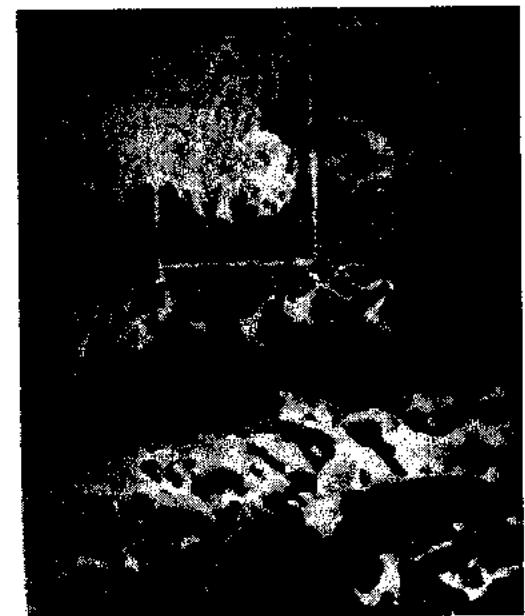


Рис.3. Микрофотография структуры фазы, обогащенной декстраном, содержащей 0,1 M/kg K_2SO_4 .



Рис.4. Микрофотография структуры фазы, обогащенной декстраном, содержащей 0,1 M/kg KCNS.

ры. Как показало изучение влияния солей на фазу, обогащенную ПВС, наличие в этой фазе солей при практически том же содержании в ней ПВС, что и в ранее исследованном водном растворе, сопровождается существенным изменением характера структуры: полностью нерегулярная структура переходит в регулярную ячеистую структуру в случае добавления KCNS (рис.6) и в ячеистую (менее регулярную, чем в случае KCNS) при добавлении K_2SO_4 (рис.7). Отметим, что в обоих случаях концентрация солей (~0,1 M/kg) существенно ниже концентрации солей, использовавшихся при изучении 10% водного раствора ПВС (1M/kg KCNS и 0,25 M/kg K_2SO_4), и тем не менее эта концентрация оказывается достаточной для изменения структуры. Это еще раз говорит о том, что соль сама по себе как ингредиент раствора не влияет на характер исследуемых структур – большое количество в случае водных растворов не изменяет структуру, а

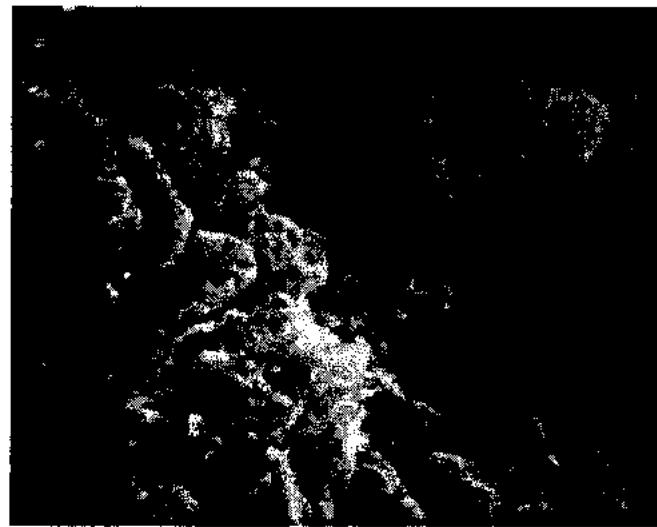


Рис.5. Микрофотография структуры фазы, обогащенной ПВС.



Рис.7. Микрофотография структуры фазы, обогащенной ПВС и содержащей K_2SO_4 .



Рис.6. Микрофотография структуры фазы, обогащенной ПВС и содержащей KCNS.

меньшее количество в случае фазы изменяет. Таким образом, исследование фазы, обогащенной ПВС, двухфазной водной системы ПВС-декстран-соли позволяет заключить, что также как и в случае фазы, обогащенной декстраном, наблюдается существенное отличие структуры фазы от структуры водного раствора преимущественно по количеству полимера. Во-вторых, можно предположить, в силу обсужденного выше влияния солей на структуру фазы, обогащенной ПВС, что эта структура менее стабильна по сравнению со структурой водного раствора ПВС и, как следствие этого, более подвержена влиянию солей.

Поскольку все описанные изменения структуры не могут быть связаны с непосредственным взаимодействием фазообразующих полимеров или с непосредственным взаимодействием этих полимеров с солями, они являются иллюстрацией изменения структуры воды при изменении условий образования раствора.

[1] Э.С. Гараев, Дж.П.Хасаев. «Хябрляр», БГУ, 1999, № 3-4, ст. 98-102.

[2] Г.А.Крестов. «Термодинамика ионных процессов в растворах», Ленинград, «Химия», 1984.

E.S. Qarayev

DEKSTRAN POLİVİNİL SPİRTİNİN İKİ FAZALI SULU SİSTEMİNİN FAZA STRÜKTURU

İki fazalı sulu sistemin quruluşunun elektron-mikroskopik tedqiqi (dekstran+polivinil spirti ile PVS, PVS+dekstranla zenginleştirilmiş) və bu strukturlara K_2SO_4 və KCNS tə'siri məqalədə qeyd olunur.

Gösterilmişdir ki, dekstranla zenginleştirilmiş fazada 0,2 % PVS strukturun xarakterini deyişdirir, KCNS isə polimerin strukturunu dağdırır.

PVS+dekstranla zenginleştirilmiş fazada KCNS və K_2SO_4 -in iştirakı polimerin qeyri ardıcıl strukturunun -yuva quruluşuna (K_2SO_4) və ardıcıl yuva quruluşuna (KCNS) deyişməsile müşayet olunur.

E.S. Garayev

THE STRUCTURE PHASE OF AQUEOUS TWO-PHASE SYSTEMS OF DEXTRAN-POLYVINYL ALCOHOL

The electro-microscopic investigations of two-phase aqueous system structures (enriched dextran + polyvinyl alcohol PVA, enriched PVA + dextran) and the influence on these structures are carried out in the article.

It was shown that in the presence of enriched phase dextran 0,2 % PVA change the character of structures, but KCNS destroys the structure of polymers. The presence of KCNS and K_2SO_4 , in the phase enriched PVA + dextran was accompanied by the transition of irregular structures to cell (K_2SO_4) structure and regular cell (KCNS) one of polymers.

LONG-TIME RELAXATION OF A PHOTOCURRENT IN $\text{TiGaSe}_2\langle\text{Li}^+\rangle$ SINGLE CRYSTALS

S.N. MUSTAFAEVA, N.Z. GASANOV, E.M. KERIMOVA, P.M. ISKENDEREOVA
*Institute of Physics of Academy of Sciences of Azerbaijan
 370143, Baku, H.Javid av., 33*

It is established, that intercalation of TiGaSe_2 single crystals by lithium ions leads to the essential increase of a photo and roentgen sensitivity of these crystals, promotes slowing down of a kinetics of a photocurrent in them, and also leads to the derivation in samples internal electromotive force (EMF). It was possible to control the value of EMF by various wavelengths of visible range.

The photoelectric properties of TiGaSe_2 single crystals are investigated in a lot of papers [1-3]. Particularly, the relaxation of an intrinsic photo current at 77 K is investigated and the availability of two recombination levels with lie depth 1,2 and 0,95 eV [3] is revealed. In [4] the relaxation of a dark current in TiGaSe_2 single crystals is investigated.

In the present work the results of study of long-time relaxation of photocurrent in both intercalated with lithium ions and nonintercalated TiGaSe_2 single crystals are indicated. Intercalation of layered TiGaSe_2 single crystals realized by a method of drift electric field explicitly described in [5]. The intercalation degree of crystals with lithium ions was $15 \pm 20 \text{ Coulomb} \cdot \text{sm}^{-2}$.

Samples for researches had thickness $L=65 \pm 400$ microns. For electrodes to TiGaSe_2 crystals was eutectic alloy In-Ga, put on side end faces of a sample of TiGaSe_2 so, that the electric field was applied along natural layers of crystals, and light dropped perpendicularly to layers. In a number of samples contacts were put on a surface of layers, i.e. samples had a planar structure. Distance between electrodes was $0,2 \pm 0,4$ sm. Specific dark resistance of the TiGaSe_2 single crystals along layers was $\sim 2 \cdot 10^7 \text{ Ohm} \cdot \text{sm}$ for room temperature and after intercalation with lithium ions was not changed almost. However, after intercalation the spectral photosensitivity of TiGaSe_2 was essentially increased: so, if $(R_d/R_1)_{\text{nonint}}=2$ before the intercalation, after intercalation $(R_d/R_1)_{\text{int}}=8$, where R_d - dark resistance, R_1 - resistance of a sample illuminated by intrinsic light ($h\nu \sim 2,0 \text{ eV}$) with intensity 200 lux. Even more photosensitivity was changing lighting the samples by the white light: so at $T = 300 \text{ K}$ $(R_d/R_1)_{\text{nonint}}=2,5$ and after intercalation this one reached the value of $1,4 \cdot 10^2$ ($L = 400$ lux).

After intercalation with lithium ions the value of the coefficient of integrated sensitivity of photoresistors grew in appropriate way and reached value $1,2 \pm 1,5 \cdot 10^3 \text{ mA/LmV}$ against the 100 mA/LmV value for photoresistors from nonintercalated TiGaSe_2 single crystals [3]. The ratio of coefficients of roentgen sensitivity after and before the intercalation was $2,8 \pm 5,7$. Intercalation of TiGaSe_2 single crystals with lithium ions also essentially influenced region of their spectral sensitivity.

In a fig.1 the spectral dependence (indicated to unit) of photoconductivity of a TiGaSe_2 single crystals before (dashed curve 1) and after intercalation with lithium ions (curve 2) are represented. As follows from their matching, intercalation with lithium ions essentially increased spectral photosensitivity of TiGaSe_2 single crystals in the range of short lengths of waves.

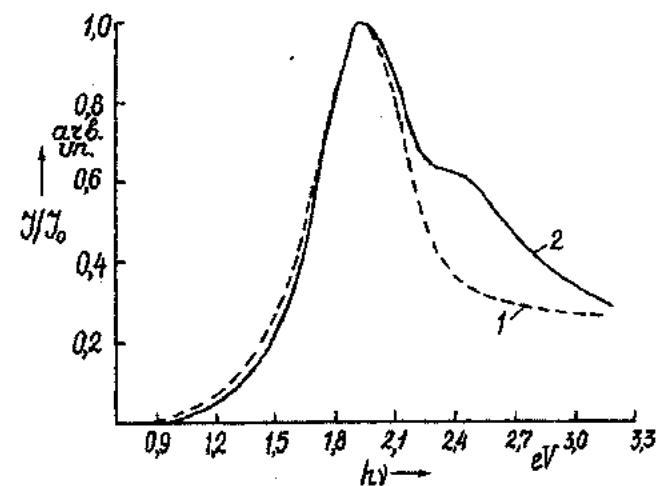


Fig.1. The spectral distributions (indicated to unit) of a photo current in TiGaSe_2 single crystals before (dashed curve 1) and after intercalation (curve 2) with lithium ions.

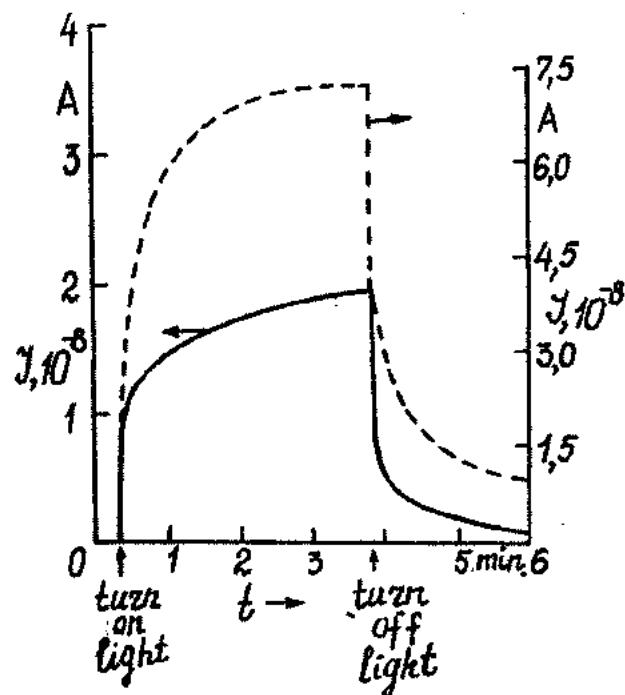


Fig.2. Kinetics of a photocurrent in TiGaSe_2 single crystals in a weak electrical field ($F=1 \text{ V/sm}$) before (continuous curve) and after (dashed line) intercalation with lithium ions ($T=300 \text{ K}$).

Intercalation with lithium ions essentially influenced relaxation curves of a photocurrent in $TlGaSe_2$ single crystals. The characteristic relaxation curves of a photocurrent before and after intercalation are indicated in fig.2. As it is visible from fig.2, in the result of giving of monochromatic light with energy of quantum appropriate to a maximum of intrinsic photoconductivity of the crystal $TlGaSe_2$ ($h\nu \sim 2.0$ eV) a long (about several minute) process of growing of a photocurrent happened. For both sample - nonintercalated (continuous curve) and intercalated (dashed curve) constant of time of increase of a photocurrent $t=12$ sec and approximately in 4 minutes the stationary level of a photo current was established. After switching off the light the photocurrent in nonintercalated crystals $TlGaSe_2$ damped faster, than in intercalated. The falling branch of a photocurrent in both cases had fast (t_1) and slow (t_2) component. For nonintercalated sample $TlGaSe_2$, $t_1=3$ s, $t_2=150$ s and for $TlGaSe_2<Li^+>$ $t_1=15$ s, $t_2=400$ s, i.e. the time constants of decreasing of a photocurrent in intercalated crystals in some times exceeded t_1 and t_2 in nonintercalated $TlGaSe_2$. The same ratio between them was observed both during lighting of crystals of quantum with energy $h\nu < E_g$, and at low temperatures ($T=130$ K).

It is possible to explain slower recession of a photocurrent in $TlGaSe_2<Li^+>$ by presence of lithium ions, which create discontinuities in a crystal, thereby slowing recombination process [6], i.e. result in increasing of a life time of the charge carriers, excited by light, in absence of photocarriers generation.

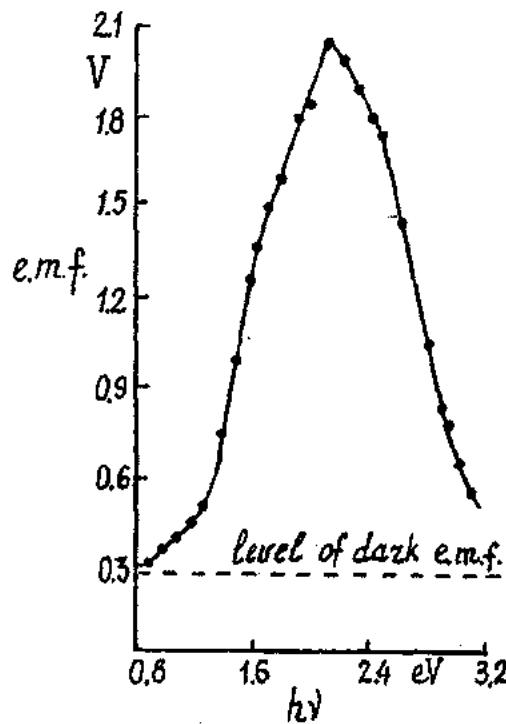


Fig.3. Spectral dependence of internal EMF for $TlGaSe_2<Li^+>$ sample (width $L=0.04$ sm and distance between electrodes 0.2 sm) at $T=300$ K.

As was noted in [7], at applying constant electric field to samples $TlGaSe_2<Li^+>$ there was the relaxation of a current, in result of which there was an internal electric field in a sample with opposite polarity in relation to external. Dark EMF about 500 mV also was detected in InSe single crystals

intercalated with iodine [8], and also in $GaSe<Li^+>$ [9]. In $TlGaSe_2<Li^+>$ single crystals the value of internal EMF without illumination was 270mV and was sensitive to light. Under illumination of $TlGaSe_2<Li^+>$ samples with various lengths of waves the value of this EMF changed (fig.3), reaching maximum value 2.1 V under the illumination of a sample by intrinsic light.

The derivation of an internal electric field in a sample influenced spectra of a photocurrent in these samples at various electric fields. The dependence of an intrinsic photocurrent of the value of the enclosed electric power in $TlGaSe_2$ samples intercalated with lithium ions had interesting features. If in nonintercalated $TlGaSe_2$ this dependence carried a linear character, in $TlGaSe_2<Li^+>$ in the same range of electrical powers and at other equal conditions dependence of intrinsic photocurrent on electrical power was characterized by a short linear site ($I_{ph} \sim V$), rather continuous quadratic site ($I_{ph} \sim V^2$) and very steep site ($I_{ph} \sim V^{1/2}$) (fig.4). The range of investigated powers was 0.4-2.2 V, i.e. was commensurable with the value of an internal photo-EMF (2.1 V).

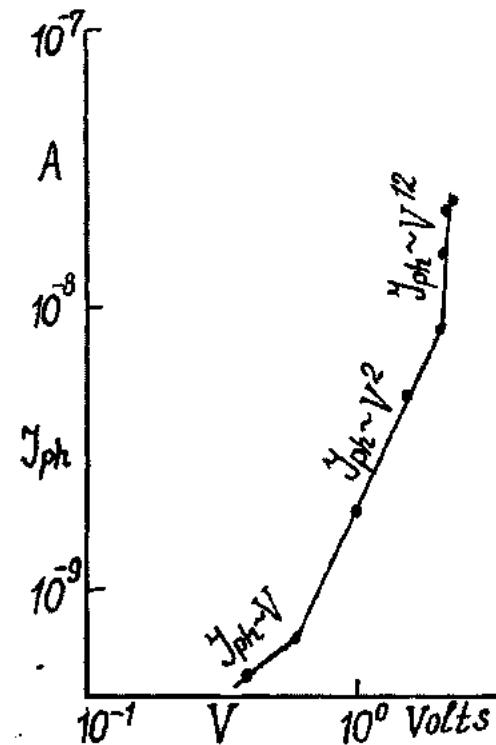


Fig.4. Peak dependence of an intrinsic photocurrent in $TlGaSe_2<Li^+>$ single crystals ($T=300$ K).

As is known [6], on relaxation of photoconductivity the capture of carrier of a charge by levels of an adhesion influences. Under strong filling of levels of an adhesion the "non-linear processes" of relaxation take place. The phenomena connected to "nonlinear" filling of local levels in process of recombination and an adhesion of non-equilibrium carrier plays a noticeable role in the mechanism of photoconductivity of semiconductors and, particularly, can present a basis for interpretation of superlinearity of a photocurrent observed in $TlGaSe_2<Li^+>$.

In summary it is possible to tell, that the introduction of lithium ions in interlayer space of $TlGaSe_2$ single crystals resulted in essential increase of photosensitivity of these

crystals, promoted slowing down of a kinetic of a photocurrent in them, and also resulted in formation of internal EMF

in samples, controlled by various wave lengths of visible range.

- [1] I.A.Karpovich, A.A. Chervova, L.I. Demidova, E.I. Leonov, V.M. Orlov. Inorgan.mater.,1972,v.8, №1, pp.70-72.
- [2] V.A.Aliyev, G.D.Guseynov.Phys.&Tech.Sem.,1985,v.19, № 11, pp. 1940-1943.
- [3] G.D.Guseynov, M.H.Aliyeva, S.G. Abdullayeva. A News of AS of Azer.BSSR, series Phys.-Tech.&Math. Sciences, 1979, №4, pp.63-68.
- [4] S.N.Mustafaeva, S.D.Mamedbeyli, M.M.Asadov, I.A.Mamedbeyli, K.M.Ahmedli. Phys.&Tech.Sem.,1996, v.30, №12, pp.2154-2158.
- [5] S.N.Mustafaeva, E.M.Kerimova, N.Z.Gasanov. Phys.&Tech. Sem., 1998, v.32, №2, pp.145-147.
- [6] S.M.Rivkin. Photo electr. Phenomena in Semicond., M.: Physmathgiz, 1963, p.494.
- [7] G.D.Guseynov, S.N.Mustafaeva, N.Z.Gasanov, S.S.Abdinbekov. Solid State Commun., 1985, v.56, № 11, pp. 971-973.
- [8] Z.D.Kovalyuk, V.K.Lukyanuk, M.N.Pirly, A.I.Seredyuk. Ukrain. Journal of Physics,1986, v.31, №5, pp. 754-756.
- [9] I.V.Mintyanskiy, I.I.Grigorchak, Z.D.Kovalyuk, S.V.Gavriluk. Solid State Physics,1986,v.28,№4,pp.1263-1265.

S.N. Mustafayeva, N.Z. Həsənov, E.M. Kərimova, P.M. İskəndərova

TiGaSe₂<Li⁺> MONOKRİSTALINDA FOTOCƏRƏYANIN UZUNMÜDDƏTLİ RELAKSASIYASI

Müəyyən edilmişdir ki, TiGaSe₂ monokristalının Li ionları ile interkalyasiya edəndə, onun foto, rentgen həssasslığı nəzəre çarpacaq dərəcədə artır, onlarda fotocərəyanın kinetikasının zəifləməsinə səbəb olur, hənginin nümunelerdə daxili c.h.q.-i emelə gəlməsinə səbəb olur. E.H.Q.-nın qiymətini görünən oblastda müxtəlif dalğa uzunluqları ilə idarə etmək olar.

С.Н. Мустафаева, Н.З. Гасанов, Э.М. Керимова, П.М. Искендерова

ДОЛГОВРЕМЕННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ФОТОТОКА В МОНОКРИСТАЛЛАХ TiGaSe₂<Li⁺>

Установлено, что интеркалирование монокристаллов TiGaSe₂ ионами лития приводит к существенному увеличению фоточувствительности этих кристаллов, способствует замедлению кинетики фототока в них, а также приводит к образованию в образцах внутренней э.д.с.. Величиной э.д.с. можно было управлять различными длинами волн видимого диапазона.

Редактор: Ю.Г. Асадов

Дата поступления: 13.12.00

COHERENT IR-CONVERTER BASED ON GaAs AND $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

A.A. AGASIEV, N.N. LEBEDEVA, V.I. ORBUKH, G.M. EIVAZOVA, V.M. NAGIEV
*Baku State University
 Z. Khalilova, st. 23, Baku, 370145*

The model of coherent IR-converter on the basis of GaAs photoconductor (PC) joined to the electrooptical (EO) crystal $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ have been considered theoretically. The possibility of the field transfer from the photoconductor to the EO crystal under the IR-light have been estimated that is sufficient for realization of the linear electrooptical effect in the EO crystal. Basing on the field parameters and parameters of PC and EO crystals, the sensitivity threshold of converter have been estimated. The PC-EO crystal structure on which the conversion of the IR-light ($0.9\text{-}1.5 \mu\text{m}$) into the coherent visible one have been realized, was obtained on the basis of theoretical calculations. The threshold of sensitivity of $5\cdot10^4 \text{ W/sm}^2$ is measured that is within of theoretical estimation.

INTRODUCTION.

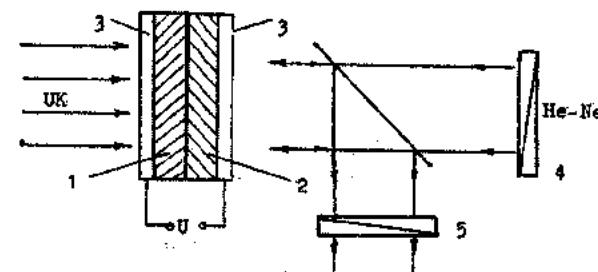
The electrooptical devices, especially those of them, which can convert the noncoherent image to the coherent one in a real time scale, play a significant role in systems of optical processing of information [1-2].

When developing the different types of IR-converters [4-8]. We have interested in problem of construction of coherent IR-converter based on GaAs and $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO). For this purpose, a theoretical possibility of the operation of such a device has been considered, its construction has been developed and the testing has also been carried out.

EXPERIMENTAL.

The photoconductor is a plate of semiisolating GaAs:Cr of n-type conductivity, the dark conductivity at 300 K is $\sigma_{1d}=10^{-5} \text{ Ohm}^{-1}\text{m}^{-1}$. The multiplicity of the resistivity change under illumination ($\lambda=0.9 \mu\text{m}$) is 10^2 . The impurity photoconductivity attributed to chromium was maximum at $\lambda=1.4 \mu\text{m}$ and was observed up to $1.7 \mu\text{m}$. The electron mobility is $\mu = 0.1 \text{ m}^2/\text{Vsec}$ and a relative dielectric constant is $\varepsilon_1=6$. The GaAs plate in the form of disk with area of 3 sm^2 and the thickness of $L_1=300 \mu\text{m}$ was polished and then a layer of transparent electrode SnO_2 was deposited on one of the sides of the crystal. The BSO crystal with the following characteristics was used. The conductivity in the dark and under illumination was $\sigma_{2d}=10^{-10} \text{ Ohm}^{-1}\text{m}^{-1}$ and $\sigma_{2i11}=10^{-6} \text{ Ohm}^{-1}\text{m}^{-1}$, respectively, a relative dielectric constant was $\varepsilon_2=60$, and a semiwave voltage was $U_{A2}=4 \text{ kV}$. The BSO crystals were obtained by the Chokhralski method in the form of boules grown in (001) direction where a maximum linear electrooptical effect was observed [3]. The disks with 3 sm^2 of area and the thickness of $L_2=250\text{-}300 \mu\text{m}$ were cut off. Then the transparent electrode was deposited on one of the sides of the plate.

The photoconductor and the electrooptical crystal were pressed to each other by free sides in cassette, which provided a uniform contact over the whole contact area. The alternating voltage up to 4 kV with the frequency of 10^5 Hz was applied to electrodes of such a structure. The converter structure and the scheme of IR-image conversion to a visible one are presented in Fig.1. The signal was readout in reflection conditions according to the known method [9].



*Fig.1. The structure of image converter and the scheme of the IR-image conversion to a visible coherent one.
 1 – the photoconductor; 2 – the electrooptical crystal;
 3 – the transparent electrodes; 4 – a polarized;
 5 – an analyzer.*

RESULT AND DISCUSSION.

The purpose of the present paper is to evaluate the possibility of electrooptical converter operation using the above materials. In this connection, the following problems arise:
 1) if the field transfer from the photoconductor to the electrooptical crystal sufficient for electrooptical effect is possible;
 2) to estimate the structure sensitivity value.

The Maxwell relaxation time ($\tau_M=\varepsilon_1\varepsilon_0/\sigma_1$) and the transit time between electrodes ($\tau_{tr}=L_1^2/\mu_1 U$) for our photoconductor are estimated as $\tau_M \approx 10^{-7} \text{ s}$ and $\tau_{tr} \approx 10^{-5} \text{ s}$, respectively. As $\tau_{tr} \approx \tau_M$, the transit conditions of screening are not fulfilled, and we conclude that the field transfer takes place under ohmic conditions. As $I/I_0 \approx E_2^2$ (I, I_0 are intensities of readout and incident light, respectively; E_2 is the field strength in the electrooptical crystal) the dependence of E_2 on the external voltage U_0 applied to the structure, the field frequency ω and the device parameters should be determined. We are based on the system

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 E_1 + I \varepsilon_0 \varepsilon_1 E_1 &= \sigma_2 E_2 + i \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_2 \\ E_1 L_1 + E_2 L_2 &= U_{0\omega} \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

where the index 1 refers to the photoconductor, and the index 2 refers to the electrooptical crystal. From the system (1), we obtain

$$E_{2\omega}^2 = \frac{U_0^2 \left(1 + \omega^2 \frac{\epsilon_0^2 \epsilon_1^2}{\sigma_1^2} \right)}{L_2^2 \left(1 + \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)^2 \cdot 1 + \omega^2 \frac{\epsilon_0^2 \epsilon_1^2}{\sigma_1^2} \left(\frac{\frac{L_1}{L_2} + \epsilon_2}{\frac{L_2}{\epsilon_1}} \right) \left(1 + \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)} \quad (2)$$

Then, for the parameters of our converter

$$U_0^2 / L_2^2 < E_{2\omega}^2 < (1/100) U_0^2 / L_2^2 \quad , \quad (3)$$

i.e. the field in the electrooptical crystal can change by an order of magnitude with the change of the field frequency and the conductivity of the device operation to be stable.

The condition

$$E_{2111}^2 = 2E_{2d}^2 \quad , \quad (4)$$

where E_{2111} and E_{2d} are the fields in the electrooptical crystal under illumination of the photoconductor and in the dark, respectively, is used for the sensitivity estimation. Using (2) and (4), at $\omega \epsilon_0 \epsilon_1 / \sigma_1 = 0.6$, the condition (4) gives $\sigma_{2111} / \sigma_{2d} = 0.438$. At the intrinsic photoconductivity maximum, $\lambda = 0.9 \mu\text{m}$, the sensitivity threshold of converter was $0.7 \cdot 10^{-6} \text{ W/sm}^2$, while at $\lambda = 1.4 \mu\text{m}$ (the impurity photoconductivity maximum) it was $0.7 \cdot 10^{-3} \text{ W/sm}^2$.

Taking these indices as rather satisfactory, we have tested our converter. The photoconductor was illuminated at $\lambda \geq 0.9 \mu\text{m}$, its light intensity (I_1) changed in the range $10^{-5} - 10^{-1} \text{ W/sm}^2$ of using the neutral filters. The image of stencil obtained in this case (fig.2) indicates the realization of coherent conversion of the IR light. To determine the sensitivity threshold of converter, the dependence of I on I_1 has been measured. The sensitivity threshold obtained from this characteristic (fig.3) is $5 \cdot 10^{-4} \text{ W/sm}^2$ that corresponds to our estimation.

Thus, the device considered, simple by its construction and consisting of the joint plates of photoconductor (GaAs)

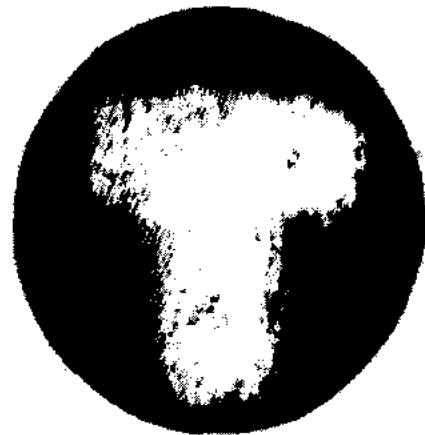


Fig.2. The image of stencil in the visible coherent light.

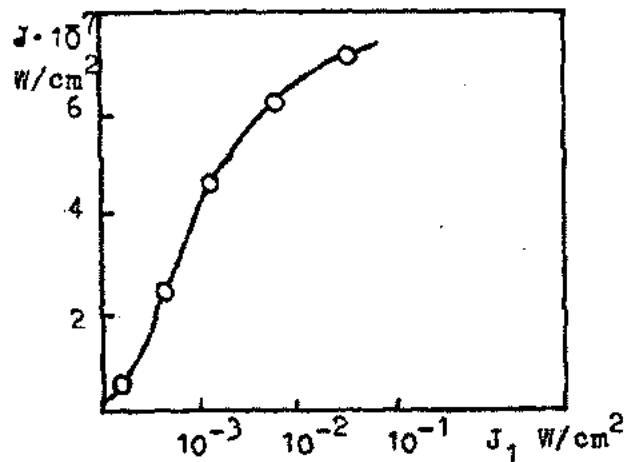


Fig.3. The dependence of the transformed coherent light intensity on the transformed IR-light intensity.

and the electrooptical crystal ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$), can transform the IR image to coherent visible one without cooling.

We assume that the operation efficiency of our converter, to a great extent, is determined by a high dielectric constant of the electrooptical crystal.

-
- [1] M. Crenot, J. Pergrale, J. Donjon, G. Marie. Appl. Phys.Lett., 1972, v. 21, p. 83.
 - [2] S. Lipson, P. Nisenson. Appl Opt., 1974, v. 13, p. 2025.
 - [3] A.A. Ballman. J. Crystal Growth, 1967, v. 1, p. 37.
 - [4] B.S. Agaronov, A.Kh. Zeinally, N.N. Lebedeva, L.G. Paritskii. USSR, Patent № 535451, 1978.
 - [5] N.N. Lebedeva, V.I. Orbukh, B.G. Salmanov. J. Phys. III France, 1996, v. 6, p. 797-805.
 - [6] B.G. Salmanov, N.N. Lebedeva, Golakoglu. The Imaging Sci. J., 1999, v. 47,p. 81-85.
 - [7] N.N. Lebedeva, B.G. Salmanov, B.G. Akinoglu, K.R. Al-lakhverdiev. J. Phys. D. Appl. Phys., 1994, v. 27, p. 1229-1232.
 - [8] A.Kh. Zeinally, N.N. Lebedeva, L.G. Paritskii, B.G. Salmanov. J. Photogr.Sci., 1991, v. 39, p. 114.
 - [9] L.M. Terman. Solid State Electr., 1962, v. 5, p. 282.

A.A. Ağayev, N.N. Lebedeva, V.I. Orbux, Q.M. Eyvazova, V.M. Nağıyev

GaAs VƏ Bi₁₂SiO₂₀ ƏSASINDA KOHERENT İNFAQIRMIZI ÇEVİRİCİ

Fotokeçirici (FK) GaAs ve elektrooptik (EO) Bi₁₂SiO₂₀ kristalın birləşməsi əsasında yaranmış koherent IQ-çevirici modelinə nəzəri baxılmışdır.

EO kristalda uzununa elektrooptik effektin yaranmasına getirən gerginliyin fotokeçiricidən IQ işığın köməyi ilə EO kristala keçməsi imkam qiyətləndirilmişdir. Sahənin gerginliyi EK ve EO kristalın parametrlərini nəzərə alaraq çeviricinin həssashığının astana qiyməti te'yin edilmişdir. Nəzəri hesablamalara əsasen FK və EO kristalın strukturunu yüksəlmışdır. Bu strukturda infraqırmızı işıq (0.9-1.5) mkm koherent görünən işığa çevrilir. Həssashığın astana qiyməti $5 \cdot 10^{-4} \text{ W/sm}^2$ ölçülmüşdür ki, bu da nəzəri qiymət tərkibindədir.

А.А. Агасиев, Н.Н. Лебедева, В.И. Орбух, Г.М. Эйвазова, В.М. Нагиев

КОГЕРЕНТНЫЙ ИК-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ НА ОСНОВЕ GaAs И $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

Теоретически рассмотрена модель когерентного ИК-преобразователя на основе фотопроводника (ФП) GaAs, сочлененного с электрооптическим (ЭО) кристаллом $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

Оценена возможность перекачки поля под действием ИК-света из ФП в ЭО кристалл, достаточная для реализации в ЭО кристалле продольного ЭО эффекта. Исходя из параметров поля и параметров ФП и ЭО кристалла, дана оценка порога чувствительности преобразователя. На основании теоретических расчетов собрана структура ФП-ЭО кристалла, на которой реализовано преобразование ИК света (0.9-1.5) мкм в когерентное видимое. Измерен порог чувствительности на 0.9 мкм ($5 \cdot 10^{-4}$ Вт/см²), который находится в пределах теоретической оценки.

Дата поступления: 06.11.00

Редактор: Э.Ю. Салаев

İFRAT TƏMİZ MONOMERLƏRİN ALINMASINDA QAZBOŞALMALARININ TƏTBİQİ

N.M. TABATABAEİ

Təbriz Tərbiyyət Müəllim Universiteti

A.M. HƏŞİMOV, R.N. MEHDİZADƏ, M.Ə. HƏSƏNOV

*Azərbaycan EA Fizika İnstitutu,
370143, Bakı, H. Cavid prospekti, 33*

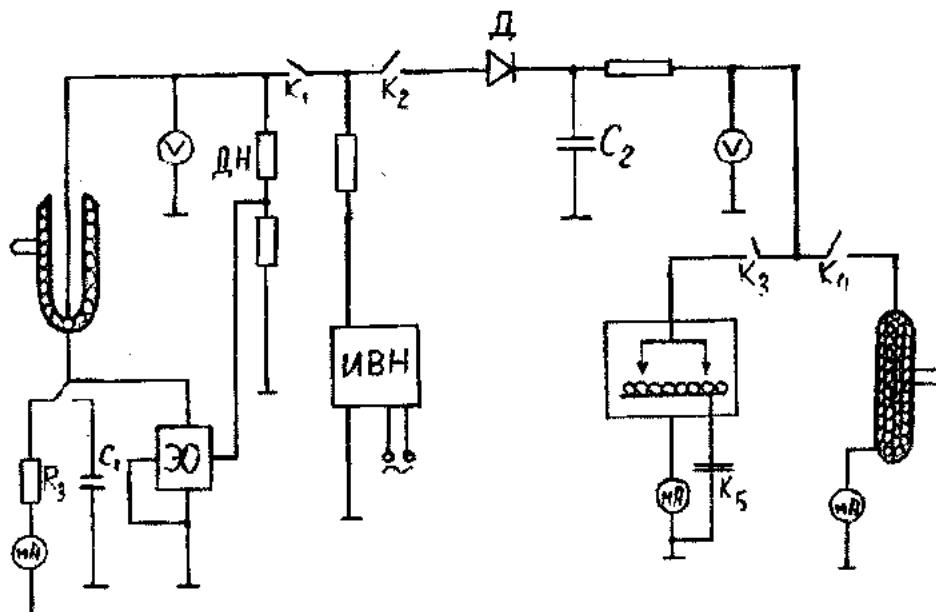
Elektrik qazboşalmalarının tə'siri şəraitində "monomer-adsorbent" sisteminde absorpsiya prosesleri tədqiq edilmişdir. Östərilmişdir ki, elektrik qazboşalmasının tə'siri neticəsində adsorbenlərdə müşahidə edilən keyfiyyət dəyişiklikləri, adsorpsiya proseslerinin effektivliyini ehemiyətli dərəcədə yüksəldir.

Polimer materialların mühüm elektrofiziki, mexaniki, kimyəvi və digər xüsusiyyətlərinin yüksək göstəriciləri bu materialların geniş sonaye-meşət tətbiqini tə'min etmişdir.

Müasir sənayenin bugünkü seviyyəsi, polimer materiallarının esas xüsusiyyətlərinə yeni-yeni tələblər tətbiq etdiyindən, bu materialların əldə edilməsi texnoloji prosesin bütün mərhələlərində yeni üsul ve vasitələrin tətbiq olunmasını tələb edir [1, 2]. Bu baxımdan polimer materialın sintezi proseslərinə güclü elektrik sahələrinin və qazboşalmalarının tə'siri, besit və ifrat təmizlik dərecesi olan materiallar əldə etmək nöqtəyi-nezərindən, perspektivli tə'sir vasitəsi hesab edilir. Ədəbiyyatda bu sahədə

aparılan azsaylı tədqiqatlardan mə'lum olur ki, qüclü elektrik sahələrinin və qazboşalmalarının tə'sirlərindən istifadə edilən kimyəvi proseslərin öyrənilməsində bir sıra, həlli tələb olunan məsələlər mövcuddur [3]. Tədqiqatlardan alınmış müsbət neticələrin elmi izahatları be'zi hallarda birqiyəməti olmadıqdan ədəbiyyatda mübahisələr doğurmuş olur. Odur ki, bu istiqamətdə tədqiqatların davam etdirilməsinin vacibli zəruri hesab edilir.

Təqdim olunan məqaledə "maye-adsorbent" sistemine elektrik qazboşalmalarının tə'siri neticəsində, sistemdə reallaşan proseslər və onların fiziki mahiyyətləri araşdırılmışdır [1, 2].



Sek. 1. Təcrübənin elektrik sxemi.

İşde adsorbent olaraq, KSM – markalı silikageldən, monomer isə S₂-S₁₀ fraksiyası istifadə edilmişdir. Silikagel istifadə edilməzdən əvvəl, T=180°C temperaturda 5 saat muddətinde xüsusi gurğuda regenerasiya edilmişdir. Monomere əlavə edilən qarışq (20-500) mg/l intervalında götürülmüşdür. İşledilən qurğunun esas hissesi adsorbentlə doldurulmuş ampuladır. Tədqiq olunan monomer müxtəlif sür'etlərlə bu ampuladan keçirilir və həmin sür'etlərə uyğun təmizlənmiş maye xüsusi hazırlanmış qablardada analiz üçün ayrıılır. Təcrübələrde arakəsmeli və tacəkili

elektrik qazboşalmalarının tə'sirlərindən istifadə edilmişdir. İşde istivade edilən qurğunun elektrik sxemi sekil 1-de göstərilmişdir. Otaq temperaturunda, yuxarıda göstərilən üsul esasında, hər iki növ elektrik qazboşalmasının "monomer-adsorbent" sistemine tə'siri samanı alınan neticələr cədvəl 1-de göstərilmişdir.

Cədvəldən göründüyü kimi elektrik qazboşalmasının "monomer-adsorbent" sistemine tə'siri neticəsində monomer, sistemdə olan qarışqlardan 100% təmizlənir.

"Monomer-adsorbent" sisteminde elektrik qazboşalmasının hansı komponente tə'siri etdiyini müəyyen etmek

üçün bu, komponentlərə ayrı-ayrılıqda elektrik qazboşalmasının tə'siri tədqiq edilmişdir. Alınan nəticələr cədvəl 2-de təqdim olunmuşdur.

Cədvəl 1

Həcmi sür'et, saat ⁻¹	11.2	4.5	2.25	1.50	1.20	0.9	0.75
Qalıq qarışıq, mq/l							
Boşalmanın tə'siri olmadıqda	32	24	16	16	12	12	12
Qeyri bircins el. sahədə tac boş. tə'siri. U=15 kV	12	8	4	2.4	2.4	0	0
Zəif qeyri bircins el. sahəsində arakəsm. boş. tə'siri U=15 kV	8	4	4	0	0	0	0

Cədvəl 2

Həcmi sür'et, saat ⁻¹	11.2	4.5	2.25	1.50	1.20	0.9	0.75
Qalıq qarışıq, mq/l							
Boşalmanın tə'siri olmadıqda	32	24	16	16	12	12	12
Qeyri bircins el. sahədə tac boş. tə'siri. U=15 kV	12	4	4	0	0	0	0
Zəif el. sahəsində arakesm. boş. tə'siri U=15 kV	8	4	4	0	0	0	0

Cədvəldən göründüyü kimi, monomerlərin qarışıqlar-
dan temizlenməsi üçün "monomer-adsorbent" sisteminde
yalnız adsorbentin qazboşalmasında aktivləşməsi kifayət
edir.

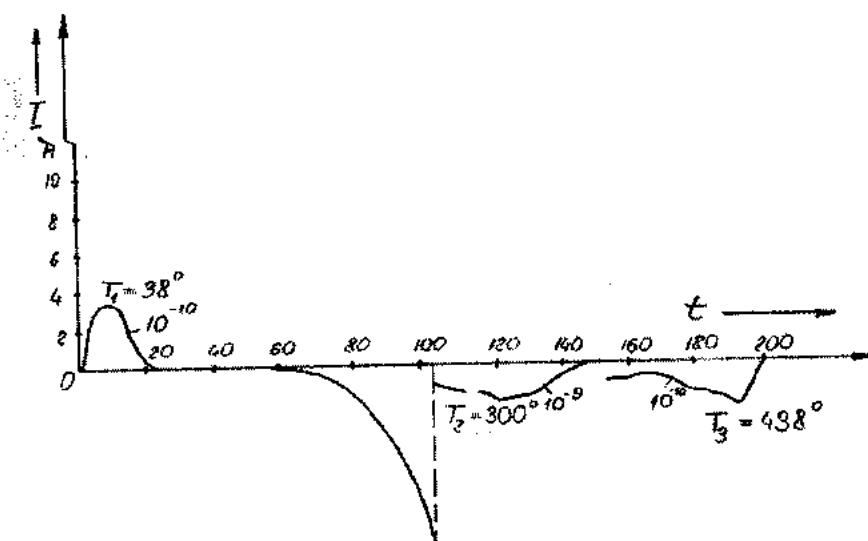
Bu nəticə senayede bir çox texnoloji proseslərin apa-
rılması üçün müümət ehemiyətə malikdir. Çünkü, bu pro-
sesdə yüksək gərginliklərin tətbiqi ilə əlaqədar olan, qəza
hadisələri aradan götürülür.

Elektrik qazboşalmasında aktivləşdirilen adsorbentlə-
rin udma qabiliyyətinin, vaxtdan asılı olaraq, deyişməsini
yoxlamaq üçün adsorbent aktivləşdirildikdən sonra xüsusi
qapalı ampulalarda (1-6) ay müddətində saxlanılmış və
sonra texnoloji proses aparılmışdır. Alınan nəticələr gös-

termişdir ki, 30 san. müddətində elektrik qazboşalmasının
tə'sirine me'ruz qalmış adsorbent 6 ay müddətində öz ak-
tivləşmiş qabiliyyətini saxlayır.

Qazboşalmanın tə'siri nəticəsində adsorbsiya prosesle-
rində müşahidə edilən yüksək effektivliyin fiziki mahiyəti
araşdırıllaraq, müəyyən edilmişdir ki, adsorbsiya pro-
seslərinin intensivliyinin yüksələşməsinə səbəb, qazboşal-
malarının tə'sirlərinə me'ruz qalan adsorbentlərdə elek-
trik yüksək veziyətlərin eməle gelmesidir.

Adsorbentlərin səhində elektrik yüksək veziyətlərin
eməle gelmesi proseslərini tədqiq etmek [4]-də şəhə
edilən qurğudan istifadə edərək, TSR-termostimullaşma
relaksasiya üsulundan istifadə edilmişdir.



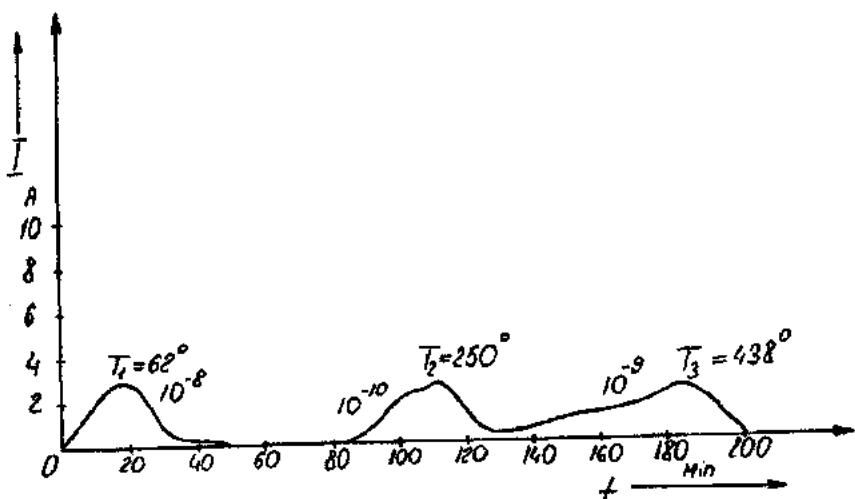
Şək.2. Arakesmeli boşalmanın tə'siri nəticəsində silikagelin TSR spektri

Arakesmeli elektrik qazboşalmalarının tə'sirlərindən
istifadə edərək, aparılan tədqiqatlarda elde edilmişən TRS

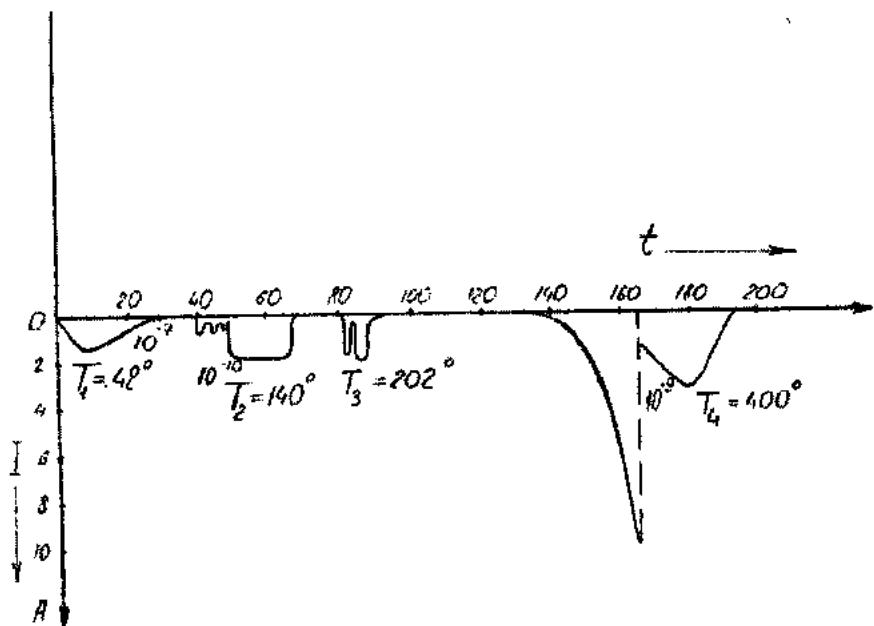
spektri şəkil 2-de təqdim edilmişdir. Spektrde $T_1=38^\circ\text{S}$,
 $T_2=300^\circ\text{S}$ və $T_3=438^\circ\text{S}$ temperaturlara uyğun olan mak-

simümlara nézeren hesablanmış elektrik yüklerinin
miqdari aşağıdakı kimi təqdim edilmişdir:

$$Q_1=2,9 \cdot 10^{-7} \text{ KI}, Q_2=8,4 \cdot 10^{-7} \text{ KI}, Q_3=3 \cdot 10^{-7} \text{ KI}$$



Şek. 3. Müsbet tac boşalmasının te'siri neticesində silikagelin TSR spektri.



Şek. 4. Menfi tac boşalmasının te'siri neticesində silikagelin TSR spektri.

Bu istiqamətde tedqiqatların davamı olaraq, sabit gərginlikli tac boşalmasının te'sirlerinden istifadə edilmişdir. Tac əmələ getiren elektrodun menfi və müsbet işaretlərinə uyğun olan hallarda elde edilmiş TSR spektrleri, uyğun olaraq, şəkil 3 və 4-də nümayiş etdirilmişdir. Her iki spektrə nézeren hesablanmış elektrik yüklerinin miqdarı aşağıda göstərilən qiymətlərde olmuşdur:

Şəkil 3 - $Q_1=1,5 \cdot 10^{-7} \text{ KI}, Q_2=1,8 \cdot 10^{-7} \text{ KI}, Q_3=2,6 \cdot 10^{-6} \text{ KI}$

Şəkil 4 - $Q_1=4,2 \cdot 10^{-5} \text{ KI}, Q_2=3,3 \cdot 10^{-7} \text{ KI}, Q_3=1,8 \cdot 10^{-6} \text{ KI}$

Belelikle aparılan tədqiqatların neticələrində mə'lum olur ki, elektrik qazbosalmalarının te'sirlerindən istifadə edərək, adsorbsiya proseslərinin effektivliyini əhəmiyyətli dərəcədə yüksəltmek olar. İşdə alınmış neticələr kimya, neft, neft kimyası, qaz və digər uyğun sənaye sahələri üçün əhəmiyyət kəsb edir.

[1] A.L. Koulg i F.S. Rizenfeld. "Oçistka qaza". Per. s anql. Izd.2-e, M., "Nedra", 1968, s.396

[2] Adsorbsiya iz rastvorov na poverhnostyax tverdix tel. Red. Q. Parfit i K. Roçestr. Per.s anql, 1986.

Н.М. ТАБАТАБАЕІ, А.М. ГӘШИМОВ, Р.Н. МЕХДИЗАДЕ, М.Ә. НӘСӘНОВ

- [3] A. Klonfer. Vliyaniye električeskoqo razryada na adsorbsiyu azota i okisi uqleroda na titane. V.kn. "Sorbtionniye protsessi v vakkume". M. "Atomizdat", 1966, s. 316.
- [4] Pod redaktsiyey Q. Sesslera. Elektreti, M. Mir, 1983.

Н.М. Табатабаев, А.М. Гашимов, Р.Н. Мехтизаде, М.А.Гасанов

**ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ
СВЕРХЧИСТЫХ МОНОМЕРОВ**

Исследовались адсорбционные процессы в системе "мономер-адсорбент" при воздействии электрических разрядов. Показано, что воздействие электрических разрядов на адсорбент значительно повышает эффективность адсорбционных процессов в системе.

N.M. Tabatabaei, A.M.Gashimov, R.N.Mekhdizadeh, M.A.Gasanov

**APPLICATION OF THE ELECTRICAL DISCHARGES FOR SUPERPURE
MONOMERS RECEPTION**

The adsorption processes in "monomer-adsorbent" system at influence of the electrical discharges were investigated. Is shown that the influence of the electrical discharges on adsorbent considerably raises efficiency of adsorption processes in system.

Дата поступления: 01.03.01

Редактор: Э.М. Шахтахтинский

СОДЕРЖАНИЕ - *Ardu*

	2001	СШЛД VII № 1
ФИЗИКА		
Коэффициентов слабопоглощающих жидкостей	Ч.О. Каджар, С.Р. Касимова	3
Фоточувствительные эпитаксиальные слои $Pb_{1-x}Sn_xSe:In$	И.Р. Нуриев, Х.Д. Джалилова, Н.В. Фараджев, М.И. Абдуллаев	6
Влияние проникающего излучения на электронный спектр кремния, легированного РЭ и германием	Э.А. Джаярова	8
Равновесные концентрации расплава германий-кремний, непрерывно подпитываемого кремнием, при выращивании однородных кристаллов.	Г.Х. Аждаров, Э.С. Гусейнова, С.М. Багирова	12
Электропроводность сплавов систем Sm(Yb)-As-S	Т.М. Ильяслы, Ф.М. Садигов С.А. Кулиева	15
Распределение компонентов в кристаллах Si-Ge, выращенных методом зонной плавки.	Г.Х. Аждаров, А. Варилчи, Т. Кичикомероглу, М. Алтунбаш, А.И. Кобия	17
Фотоэлектрические свойства $In_2O_3-SiO_2-Si-M$ структур после переключения.	Ф.З. Бадалов, Т.Ф. Юсифова, В.И. Сарыев	20
О связи сопротивления фотокатода с надежностью вакуумного фотоэлектронного прибора.	Х.Н. Везиров	25
Пространственная структура молекулы Leu-гальлатостатина 4	Л.И. Велиева, И.Н. Алиева, Д.И. Алиев, Н.М. Годжаев	29
Электрические и магнитные свойства $MnCr_2Te_4$	Л.М. Валиев, Ш.О. Оруджева	34
Анализ сечения реакции $Li(n, \alpha)T$	Х.Ш. Абдуллаев	36
Рентгенодифракционное исследование переходного слоя гетероструктур $Pb_{1-x}Sn_xTe/PbTe_{1-y}Se_y$	М.И. Абдуллаев, И.Р. Нуриев, А.М. Назаров	38
Спектральные характеристики стекол и кристаллов (твердых растворов) систем Sm(Yb)-As-S.	Т.М. Ильяслы, С.А. Кулиева	40
Поиск быстрой переменности спектра $\nu o Ar$ звезды γEqu	С.Г. Алиев, Н.З. Исмаилов	42
Имплантация галлия в пленки PbTe.	Б.З. Алиев	48
Магнитооптические носители информации для оптических ЗУ на основе висмутодержащих пленок.	Я.Ю. Гусейнов, Ф.Д. Касимов, В.Н. Джуплин	52
Структура фаз водной двухфазной системы декстран-поливиниловый спирт (ПВС)	Э.С. Гараев	58
Долговременная релаксация фототока в монокристаллах $TlGaSe_2<Li^+>$	С.Н. Мустафаева, Н.З. Гасанов, Э.М. Керимова, П.М. Искендерова	61
Когерентный ИК-преобразователь на основе GaAs и $Bi_{12}SiO_{20}$	А.А. Агасиев, Н.Н. Лебедева, В.И. Орбух, Г.М. Эйвазова, В.М. Нагиев	64
Применение электрических разрядов для получения сверхчистых мономеров.	Н.М. Табatabaei, А.М. Гашимов, Р.Н. Мехтизаде, М.А. Гасанов	67

CONTENTS

The application of resistance transformer at microwave measurements of dielectric coefficients of weakly absorbing liquids.	Ch.O. Qajar, S.R. Kasimova	3
Photosensitive indium-doped $Pb_{1-x}Sn_xSe$ epitaxial layers	H.R.Nuriyev,Kh.D.Jalilova, N.V.Faradjev, M.I.Abdullayev	6
The radiation damages in zone melting n-silicon doped by D _y , E _r and Ge.	E.A. Jafarova	8
Equilibrium compositions of the continuously Si-feeded Ge-Si melt during uniform crystals growth.	G.Kh. Azhdarov, E.S. Guseinova, S.M. Bagirova	12
Electroconductivity of alloy systems Sm(Yb)-As-S.	T.M. Ilyasli, F.M. Sadigov, S.A. Kuliyeva	15
Distribution of components Si-Ge crystals grown by zone leveling method.	G.Kh. Azhdarov, A. Varilchi, T. Kuchukomeroglu, M. Altunbash, A.I. Kobya	17
Photoelectrical properties in $In_2O_3-SiO_2-Si-M$ structures after switching.	A.Z. Badalov, T.F. Yusifova, V.I. Sariev	20
On the connection between photocathode resistance and reliability of a vacuum photoelectron device	Kh.N. Vezirov	25
Spatial structure of Leu-callatostatin 4 molecule.	L.I. Velieva, I.N. Alieva, D.I. Aliev, N.M. Godjaev	29
The electrical and magnetic properties of $MnCr_2Te_4$	L.M. Valiev, Sh.O. Orudzheva	34
The analysis of the cross sections of the $Li(n, \alpha)T$ reaction.	Kh.Sh. Abdullayev	36
Investigation of junction area of $Pb_{1-x}Sn_xTe/PbTe_{1-y}Se_y$ heterostructures.	M.I. Abdullayev, H.R. Nuriyev, A.M.Nazarov	38

Spectral characteristics of glasses and crystals (solid solutions) of Sm(Yb)-As-S systems	T.M. Ilyasli, S.A. Kuliyeva	40
Quick time variations in the spectrum of <i>roAp</i> star γ <i>Equ</i>	S.G. Aliev, N.Z. Ismailov	42
Gallium implantation to films PbTe	B.Z. Aliyev	48
Magnetooptical transmitters for optical memory on the base of bismuth-containing films		
..... Ya.Yu. Guseinov, F.D. Kasimov, V.N. Juplin		52
The structure phase of aqueous two-phase systems of dextran-polyvinyl alcohol	E.S. Garayev	58
Long-time relaxation of a photocurrent in $\text{TlGaSe}_2\text{-Li}^+$ single crystals		
..... S.N. Mustafaeva, N.Z. Gasanov, E.M. Kerimova, P.M. Iskenderova		61
Coherent IR-converter based on GaAs and $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$		
..... A.A. Agasiev, N.N. Lebedeva, V.I. Orbukh, G.M. Eivazova, V.M. Nagiev		64
Application of the electrical discharges for superpure monomers reception		
..... N.M. Tabatabaei, A.M. Gashimov, R.N. Mekhdizadeh, M.A. Gasanov		67