

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ імені В. Н. КАРАЗІНА
НАУКОВИЙ ФІЗИКО-ТЕХНОЛОГІЧНИЙ ЦЕНТР МОН та НАН УКРАЇНИ

НАУКОВИЙ ЖУРНАЛ

**Журнал фізики
та інженерії
поверхні**

**Журнал физики
и инженерии
поверхности**

ЗАСНОВАНИЙ У 2016 РОЦІ

ВИДАЄТЬСЯ 4 РАЗИ НА РІК

**Journal of Surface
Physics and
Engineering**

2' 2018

ХАРКІВ

«Журнал фізики та інженерії поверхні» висвітлює досягнення і проблеми плазмових, радіаційних, лазерних та комплексних фізичних технологій, а також дослідження процесів формування тонких плівок та модифікації поверхонь матеріалів, фізичних властивостей виникаючих структур, проблем економіки та підготовки кадрів у галузі високих технологій.

«Journal of Surface Physics and Engineering» highlights the achievements and problems of plasma, radiation, laser and complex physical technologies as well as research of thin film formation and surface modification, physical properties of resulting structures, economic issues and education in the field of high technologies.

«Журнал физики и инженерии поверхности» освещает достижения и проблемы плазменных, радиационных, лазерных и комплексных физических технологий, а также исследования процессов формирования тонких пленок и модификации поверхностей материалов, физических свойств возникающих структур, проблем экономики и подготовки кадров в области высоких технологий.

Затверджено до друку рішенням

Вченої ради Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна (протокол № від 2019 р.)

Вченої ради Наукового фізико-технологічного центру МОН та НАН України (протокол № від 2019 р.)

Редакційна колегія

Азаренков М. О. (головний редактор), Фаренік В. І. (перший заступник головного редактора), Береснев В. М. (заступник головного редактора), Турбін П. В. (заступник головного редактора), Удовичський В. Г. (відповідальний секретар), Агеев Л. О., Андреев А. О., Бакай О. С., Бізюков О. А., Брагіна Л. Л., Воеводін В. М., Войценя В. С., Гордієнко Ю. Є., Дзюбенко М. І., Довбня А. М., Єгорєнков В. Д., Єрмолаєв О. М., Жуковські П. (Люблін, Польща), Клепиков В. Ф., Ковтун Г. П., Кондратенко А. М., Костюк Г. І., Курода С. (Сенген, Японія), Литвиненко В. В., Литовченко С. В., Мисаєлідес П. (Тесалоніки, Греція), Неклюдов І. М., Погребняк О. Д., Соболев О. В., Хороших В. М., Целуйко О. Ф.

Адреса редакції: НФТЦ МОН та НАН України, майдан Свободи, 6, м. Харків, 61022, а/с 4499, Україна

E-mail: journal_pse@ukr.net, <http://www.pse.scpt.org.ua>

Editorial Board

Azarenkov M. O. (Editor-in-Chief), Farenik V. I. (Vice Editor-in-Chief), Beresnev V. M. (Associate Editor-in-Chief), Turbin P. V. (Associate Editor-in-Chief), Udovytsky V. G. (Executive secretary), Ageiev L. O., Andreiev A. O., Bakai O. S., Biziukov O. A., Bragina L. L., Dziubenko M. I., Dovbnia A. M., Gordiienko Yu. Ye., Khoroshikh V. M., Klepikov V. F., Kovtun G. P., Kondratenko A. M., Kostyuk G. I., Kuroda S. (Sengen, Japan), Lytovchenko S. V., Lytvynenko V. V., Missaelides P. (Thessaloniki, Greece), Nekliudov I. M., Pogrebnyak O. D., Sobol O. V., Tseluiko O. F., Voievodin V. M., Voitsenia V. S., Yegorenkov V. D., Yermolaiev O. M., Zhukowsky P. (Lyublin, Poland)

Address: SCPT MES & NAS of Ukraine, 6 Svobody Sq., Kharkiv, 61022, box 4499, Ukraine

E-mail: journal_pse@ukr.net, <http://www.pse.scpt.org.ua>

Редакционная коллегия

Азаренков Н. А. (главный редактор), Фаренік В. І. (первый заместитель главного редактора), Береснев В. М. (заместитель главного редактора), Турбін П. В. (заместитель главного редактора), Удовичский В. Г. (ответственный секретарь), Агеев Л. А., Андреев А. А., Бакай А. С., Бізюков А. А., Брагіна Л. Л., Воеводін В. Н., Войценя В. С., Гордієнко Ю. Є., Дзюбенко М. І., Довбня А. Н., Єгорєнков В. Д., Єрмолаєв А. М., Жуковски П. (Люблін, Польща), Клепиков В. Ф., Ковтун Г. П., Кондратенко А. Н., Костюк Г. І., Курода С. (Сенген, Японія), Литвиненко В. В., Литовченко С. В., Мисаєлідэс П. (Тессалоніки, Греція), Неклюдов И. М., Погребняк А. Д., Соболев О. В., Хороших В. М., Целуйко А. Ф.

Адрес редакции: НФТЦ МОН и НАН Украины, площадь Свободы, 6, г. Харьков, 61022, п/я 4499, Украина

E-mail: journal_pse@ukr.net, <http://www.pse.scpt.org.ua>

Статті пройшли внутрішнє та зовнішнє рецензування.

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ 21918-11818Р від 18.01.2016.

<i>Донець С. Є., Хородек П. Р., Клепиков В. Ф., Кобець А. Г., Литвиненко В. В., Лонін Ю. Ф., Пономарьов А. Г., Старцев О. А., Уваров В. Т.</i>	
Особливості просторового розподілу механізмів впливу сильноточних релятивістських електронних пучків на алюмінієві сплави	
<i>Donets S. E., Horodek P. R., Kobets A. G., Klepikov V. F., Lytvynenko V. V., Lonin Yu. F., Ponomarev A. G., Startsev O. A., Uvarov V. T.</i>	
Particularities of spatial distribution of mechanisms of the high-current relativistic electron beams influence on aluminum alloys	
<i>Донец С. Є., Хородек П. Р., Клепиков В. Ф., Кобець А. Г., Литвиненко В. В., Лонин Ю. Ф., Пономарев А. Г., Старцев А. А., Уваров В. Т.</i>	
Особенности пространственного распределения механизмов влияния сильноточных релятивистских электронных пучков на алюминиевые сплавы	50
<i>Быткин С. В., Критская Т. В.</i>	
Влияние изовалентного легирования Si германием на вероятность образования примесно-дефектных комплексов в базе p ⁺ n структур при облучении α- частицами	
<i>Биткін С. В., Критська Т. В.</i>	
Вплив ізовалентного легування Si германієм на ймовірність утворення домішково-дефектних комплексів в базі p ⁺ n структур при опроміненні α-частинками	
<i>Bytkin S. V., Krytskaja T. V.</i>	
Effect of isovalent doping of Si by germanium on the impurity-defect complexes formation probability in the p ⁺ n structures base irradiated by α-particles	57
<i>Туркадзе Н., Джабуа З., Гигинеишвили А.</i>	
Мікротвердість плінок моноантимоніду тербію	
<i>Туркадзе Н., Джабуа З., Гігінеішвілі А.</i>	
Мікротвердість плівок моноантимоніду тербію	
<i>Turkadze N., Jabua Z., Giginishvili A.</i>	
Microhardnes of terbium monoantimonide films	68
<i>Хайдаров З.</i>	
Нерівноважні процеси на контакті напівпровідник – плазма газового розряду	
<i>Khaydarov Z.</i>	
Nonequilibrium processes in contact of semiconductor – gas discharge plasma	
<i>Хайдаров З.</i>	
Неравновесные процессы на контакте полупроводник – плазма газового разряда	72

**Журнал фізики
та інженерії
поверхні**

Мисюра І., Кононенко С., Журенко В., Калантар'ян О., Скиба Р.
Вплив тривалого рентгенівського опромінення
на структуру та електронні переходи поліського
бурштину та кварцового скла

Mysiura I., Kononenko S., Zhurenko V., Kalantaryan O., Skiba R.
The influence of long time X-ray irradiation on structure
and electronic transitions of poleskiy amber and silica

Мисюра И., Кононенко С., Журенко В., Калантарьян О., Скиба Р.
Влияние длительного рентгеновского облучения на
структуру и электронные переходы полесского
янтаря и кварцевого стекла 78

**Журнал физики
и инженерии
поверхности**

**Journal of Surface
Physics and
Engineering**

УДК 536.2, 538.9, 53.06

ОСОБЛИВОСТІ ПРОСТОРОВОГО РОЗПОДІЛУ МЕХАНІЗМІВ ВПЛИВУ СИЛЬНОСТРУМОВИХ РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЕЛЕКТРОННИХ ПУЧКІВ НА АЛЮМІНІЄВІ СПЛАВИ

С. Є. Донець¹, П. Р. Хородек^{2,3}, В. Ф. Клепиков¹, А. Г. Кобець^{1,2}, В. В. Литвиненко¹,
Ю. Ф. Лонін⁴, А. Г. Пономарьов⁴, О. А. Старцев¹, В. Т. Уваров⁴

¹*Інститут електрофізики і радіаційних технологій НАН України,
вул. Гуданова, 13, 61024, Харків, Україна*

²*Об'єднаний інститут ядерних досліджень, вул. Жоліо Кюрі, 6, 141980,
Дубна, Московська область, Російська Федерація*

³*Інститут ядерної фізики Польської академії наук,*

вул. Валерія Еліаша-Радзіковського, 152, 31342 Краків, Польща

⁴*Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України,
вул. Академічна, 1, 61108, Харків, Україна*

E-mail: vvlytvynenko@ukr.net

Надійшла до редакції 12.04.2018

У роботі вивчені особливості розподілу по глибині мішені ділянок з різноманітною внутрішньою структурою, яка утворюється в алюмінієвому сплаві 1933 внаслідок опромінення сильнострумовим релятивістським електронним пучком. З застосуванням оптичної та растрової електронної мікроскопії ідентифіковані ділянки, які відповідають повному гальмівному шляху електронів та суміжній ділянці інтенсивного термічного впливу. На більш віддаленій ділянці, що ймовірно підлягала ударно-акустичному впливу пучка методом позитронної анігіляційної спектроскопії ідентифіковано більш високу концентрацію вакансій.

Ключові слова: позитронна анігіляційна спектроскопія, сильнострумові електронні пучки, дефекти, алюміній.

PARTICULARITIES OF SPATIAL DISTRIBUTION OF MECHANISMS OF THE HIGH-CURRENT RELATIVISTIC ELECTRON BEAMS INFLUENCE ON ALUMINUM ALLOYS

Stanislav Donets¹, Pawel Horodek^{2,3}, Viacheslav Klepikov¹, Andriy Kobets^{1,2},
Volodymyr Lytvynenko¹, Yuriy Lonin⁴, Anatoliy Ponomarev⁴,
Oleksandr Startsev¹, Viktor Uvarov⁴

¹*Institute of Electrophysics & Radiation Technologies National Academy of Sciences of Ukraine, 13
Gudanova Str., 61024, Kharkiv, Ukraine*

²*Joint Institute for Nuclear Research, 6 Joliot Curie Str., 141980 Dubna,
Moscow region, Russian Federation*

³*Institute of Nuclear Physics of the Polish Academy of Sciences,
152 Valery Elias-Radzikowsky Str., 31-342 Krakow, Poland*

⁴*NSC «Kharkiv Institute of Physics and Technology» National Academy of Sciences of Ukraine, 1
Academic Str., 61108, Kharkiv, Ukraine*

This paper presents a study of spatial distributions of modification mechanisms in the aluminum alloy 1933 after high-current relativistic electron beam irradiation. Having used optical and scanning electron microscopy, some characteristic areas were identified which correspond to the complete electron stopping path and the adjacent zone of intense thermal effect. A higher concentration of vacancies was observed at a more distant regions using the positron annihilation spectroscopy method. It was hypothesized that the effect was caused by the shock-acoustic impact.

Keywords: positron annihilation spectroscopy, high-current electron beams, defects, aluminum.

ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МЕХАНИЗМОВ ВЛИЯНИЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ НА АЛЮМИНИЕВЫЕ СПЛАВЫ

С. Е. Донец¹, П. Р. Хородек^{2,3}, В. Ф. Клепиков¹, А. Г. Кобец^{1,2}, В. В. Литвиненко¹,
Ю. Ф. Лонин⁴, А. Г. Пономарев⁴, А. А. Старцев¹, В. Т. Уваров⁴

¹Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины,
ул. Гуданова, 13, 61024, Харьков, Украина

²Объединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио Кюри, 6, 141980,
Дубна, Московская область, Российская Федерация

³Институт ядерной физики Польской академии наук,

ул. Валерия Елиаша-Радзиковского, 152, 31342 Краков, Польша

⁴Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
НАН Украины, ул. Академическая, 1, 61108, Харьков, Украина

В работе изучены особенности распределения по глубине мишени участков с отличающейся внутренней структурой, которая образовалась в алюминиевом сплаве 1933 вследствие облучения сильноточным релятивистским электронным пучком. С применением оптической и растровой электронной микроскопии идентифицированы участки, которые соответствуют полному тормозному пути электронов и смежному участку интенсивного термического влияния. На более удаленном участке, который вероятно был подвергнут ударно-акустическому воздействию пучка методом позитронной аннигиляционной спектроскопии идентифицировано более высокое значение концентрации вакансий.

Ключевые слова: позитронная аннигиляционная спектроскопия, сильноточные электронные пучки, дефекты, алюминий.

ORCID IDs

Stanislav Donets: <https://orcid.org/0000-0002-1258-1434>

Pawel Horodek: <http://orcid.org/0000-0002-8092-6561>

Viacheslav Klepikov: <https://orcid.org/0000-0003-0294-7022>

Andriy Kobets: <https://orcid.org/0000-0003-2185-4606>

Volodymyr Lytvynenko: <https://orcid.org/0000-0003-4850-2555>

Yuriy Lonin: <https://orcid.org/0000-0003-2601-5035>

Anatoliy Ponomarev: <https://orcid.org/0000-0001-6914-6057>

Oleksandr Startsev: <https://orcid.org/0000-0002-0139-2187>

Viktor Uvarov: <https://orcid.org/0000-0002-3435-2077>

ВСТУП

На даний час суспільство стикається з проблемою пошуку балансу між зростаючими потребами в енергії, впливом на довкілля домінуючих технологій генерації та необхідністю дотримуватися припустимих меж видатків на розвідку і видобуток сировини. Необхідно вживати заходи стосовно запобігання забрудненню навколишнього середовища, забезпечуючи належну безпеку життєдіяльності людини. Не зважаючи на стрімкий розвиток альтернативних джерел енергії, їх питома вага в балансі виробництва ще не скоро стане домінуючою, тоді як потреби людства в енергоносіях постійно зростають, що також корелюється з постулатами підвищення якості життя і безпеки життєдіяльності. Домі-

нучими способами генерації електроенергії в світі та Україні є атомна і теплова енергетика. В Україні питома вага атомної енергетики складає понад 50 %. Теплова енергетика перебуває в складному стані не тільки через застарілість енергетичного обладнання, але й проблему постачання проектного вугілля, поклади якого знаходяться на тимчасово неконтрольованих територіях.

Основною екологічною проблемою атомної енергетики є утворення радіоактивного відпрацьованого ядерного палива. Серед стратегічних підходів, щодо її подолання протягом декількох десятиріч розглядається конструкція реактора, сполученого з прискорювачем заряджених частинок, який би міг ініціювати реакції поділу в радіонуклідах з

високим періодом напіврозпаду, призводячи утворення стабільних елементів [1]. В той же час непередбачуваність процесів у світовому океані призвела до масштабної аварії на атомній електростанції (АЕС) Фукусіма – 1. [2]. Ця трагічна подія дала підставу для висновку, що аварійні ситуації виникають внаслідок нехтування чинниками, які є малоімовірними або ймовірність яких співвимірна з флуктуаційним фоном. До речі, доцільність перегляду ймовірного підходу до безпеки АЕС детально обговорюється в роботі [3]. Сценарій розвитку аварії полягав в тому, що поштовх магнітудою в 9 балів на відстані близько 150 км від станції, був зареєстрований сейсморегістраторами, що передбачало вимкнення системи аварійного захисту і зупинку реакторів з переходом системи охолодження активної зони на живлення від дизель генераторів. Але цунамі висотою в 14-15 метрів затопило прибережні дизельні ста-

нції, оскільки захисна дамба проектувалась на висоту цунамі близько 6 метрів.

Відсутність охолодження ініціює перебіг паро-цирконієвої реакції [4], яка спричиняє підвищення температури, руйнування стінок тепловидільних елементів, та виділення водню з подальшим його вибухом. Таким чином, розробка ядерно-енергетичних установок майбутнього з більш високим рівнем надійності та безпечності передбачає їх випробування на стійкість в умовах впливу як екстремальних чинників, так і штатних навантажень.

МАТЕРІАЛ ТА МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Дослідний зразок – квадратна пластина з алюмінієвого сплаву товщиною ~ 2 мм і довжиною сторони ~ 10 мм має елементний склад зазначений у табл. 1 [1].

Таблиця 1

Склад алюмінієвого сплаву 1933 в % мас.

Елемент	Zn	Mg	Cu	Mn	Fe	Si	Ti	Cr	Zr	Al
%	6.35	1.6	1	0.1	0.2	0.1	0.06	0.05	0.1	~90

Опромінення одним імпульсом здійснено на прискорювачі електронів «ТЕМП-А» ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут» за наступних параметрів: тиск в камері 10^{-5} Тор, енергія електронів ~ 0.35 МеВ, струм пучка ~ 2 кА, тривалість опромінення -5 мкс, потужність 10^{12} В/м². Тривалість імпульсу τ_{imp} була значно довшою ніж час електрон-фононної релаксації τ_r (10^{-11} с). Гаусоподібний холівський пучок мав внутрішній радіус 15 мм; зовнішній радіус 23 мм. Густина енергії виділена на поверхні була не більше ніж 5 МДж/м². Лінійні розміри пластини були більшими за характерні розміри області взаємодії. Растрову електронну мікроскопію проводили на приладі JEOL – 840. Концентрацію вакансій оцінювали на установці LEPТА Об'єднаного інституту ядерних досліджень, м. Дубна.

ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ДОСЛІДЖЕНЬ

Внаслідок опромінення зразка сильнострумовим електронним пучком утворився кра-

тер глибиною 0.4 мм в епіцентрі опромінення. Руйнування зразку відбулось у змішаному режимі з елементами як теплового, так і гідродинамічного режимів [6,7], що експериментально підтвердилось одночасною генерацією великої кількості рідкої фази і газоподібних продуктів. На початку обробки, після перевищення характерного порогу потужності пучка, який визначає перехід від десорбції поверхні до руйнування поверхні, абляція зразка відбувається в тепловому режимі. Продукти абляції є переважно газоподібними. Далі, при великих потоках існує певна критична густина енергії ε^* , яка залежить від форми, тривалості імпульсу, і також від теплофізичних параметрів матеріалу для обробки. Після досягнення цієї характерної величини відбувається інтенсивне плавлення мішені з вибуховим характером у гідродинамічному режимі.

Здійснено металографічні дослідження поперечного зрізу мішені (рис. 1а) та дослідження застиглої каплі розплаву на поверхні неподалік від кратеру в зоні брустверу

(рис. 1б). Зі шліфу очевидно прослідковуються три відмінні з внутрішньою структурою зони (рис. 1а). Мікрорельєф ударного зламу каплі є ямковий, з безструктурними ділянками, які чергуються. Характер структури каплі подібний до області загартування, горизонтальна (паралельно поверхні) симетрія мікроструктури менше виражена у порівнянні з вертикальною симетрією, що вказує на те, що капля сформувалась шляхом конденсації викинутого оплавленого матеріалу. Структурі каплі характерна незначна пористість, зерна є сильно розорієнтованими. Значних протяжних тріщин не зафіксовано, наявні міжкристалітні руйнування.

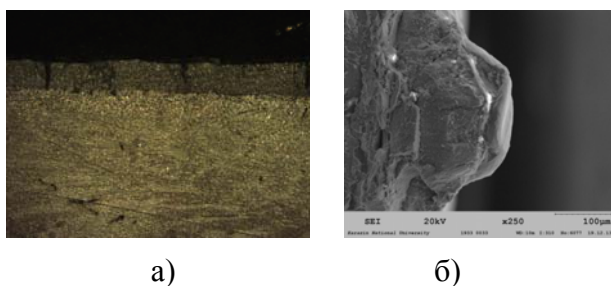


Рис. 1. а) поперечний шліф мішені б) злам застиглої каплі на поверхні опроміненого зразку

Значення поглиненої дози визначає перебіг процесів в опроміюваній мішені. Якщо величина дози є достатньою для локального розплавлення, модифікуючий вплив відбувається лише за тепловим та термопружним механізмами. Якщо ж відбувається розплавлення мішені, тоді додатково має місце гідродинамічний режим. Таким чином, в нашому випадку модифікуючий вплив пучка полягав у змішаному режимі [8], Такий особливий механізм руйнування і модифікації став основною причиною формування унікальної та складної структури опроміненого об'єму. Нами досліджена природа поперечних зламів опроміненого та неопроміненого сплаву (рис. 2).

Зона пучкового переплаву має щільно упаковану, дрібнозернисту, безпорувату мікроструктуру, яка складається з розорієнтованих зерен з лінійними розмірами 1-3 мкм. Її злам є ямковим, а механізм руйнування – квазів'язким. Товщина зони переплаву становить близько 200 мкм. Вона сформувалась

як результат високошвидкісного охолодження і зворотної конденсації ежектованого, абльованого матеріалу. Ця область має певне відшарування від основного матеріалу мішені.

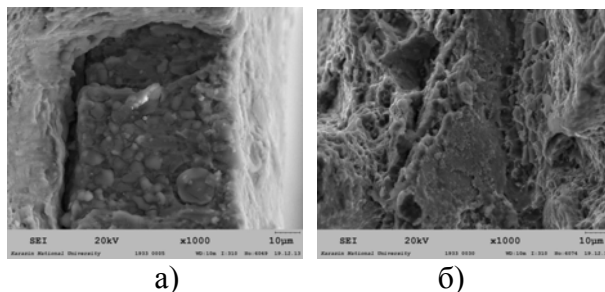


Рис. 2. Злам в зоні пучкового переплаву (а- опромінений матеріал, б – початкова структура)

Область теплового впливу з товщиною до 400 мкм утворилась завдяки впливу швидкої теплової фіксації результатів впливу ударних хвиль на розплав (рис. 3). Ця область модифікованого об'єму характеризується мікропластичним механізмом зламу та безпоруваною дрібнозернистою мікроструктурою сильно оплавлених фасеток з середнім лінійним розміром 1 мкм, без виділеної орієнтації зерен.

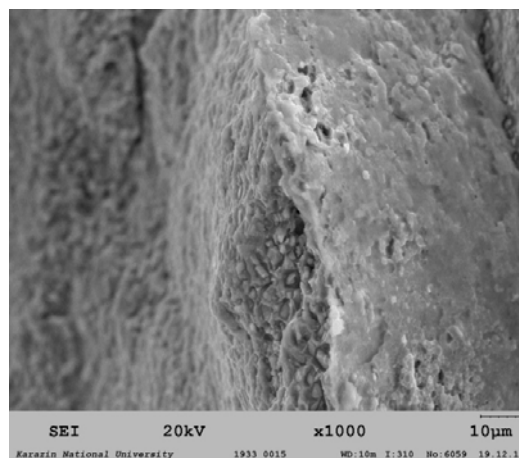


Рис. 3. Злам в зоні теплового впливу пучка

Проведені нами дослідження підтверджують спостереження зроблені в роботі [9], стосовно того, що обробка сильнострумовим пучком утворює зону радіаційного впливу, зону теплового впливу та зону ударно-хвильового впливу. Однак, ми не знайшли суттєвих відмінностей між неопроміненою зоною та зоною ударно-хвильової дії.

В нашому випадку модифікований об'єм складається з зон пучкового переплаву, теплової дії і ударно-хвильової дії, які відрізняються одна від одної своїми мікроструктурою, хімічним складом, механізмом зламу, концентрацією та типом дефектів.

У зоні теплової та ударно-хвильової дії помітні впорядковані шари паралельно поверхні з товщиною 5-30 мкм. Для немодифікованої частини мішені характерна добре організована структура фасеток квазісколу з лінійним розміром фасеток в інтервалі 0.6-1.5 мкм. У мікроструктурі необробленого сплаву помітні ямки, відстань між якими 5-10 мкм, розмір ямок ~ 2-3 мкм, а також гребні відриву з характерною відстанню один від одного ~ 10 мкм.

Зазначена зміна мікроструктури сплаву 1933 свідчить про те, що СРЕП-обробка забезпечує суттєве підвищення мікрров'язких властивостей сплаву 1933.

Разом з тим, є актуальним дослідження ефектів від впливу ударно-акустичних хвиль, що виникають в опромінюваних мішенях в понадпробігових областях. Для цього були проведені дослідження за допомогою позитронно-анігіляційної спектроскопії (ПАС) на комплексі ЛЕРТА (Об'єднаного інституту ядерних досліджень, м. Дубна) [10]. ПАС метод є чутливим до наявності дефектів в матеріалах. Його добре поставлене вимірювання дозволяє детектувати недосконалість кристалічної ґратки розміром з константу ґратки, зокрема, він застосовувався для вивчення дефектів, що утворювались внаслідок опромінення сплавів потоками іонів [7].

Дослідження кутових кореляцій анігіляційних квантів, змін енергій та часу життя є основою трьох технік ПАС [5]. У нашій роботі, ми досліджували лише доплерівське розширення анігіляційних ліній.

Техніка доплерівського розширення анігіляційних ліній використовується для детектування концентрацій таких дефектів як вакансії та їх накопичень. Сигнал від анігіляції захопленого позитрону, що зумовлює розширення 511 кеВ лінії, відносно більший ніж сигнал, що відповідає анігіляції з електронами ядер. Іншими словами, чим більше дефек-

ктів зразку, тим менше розширення 511 кеВ лінії.

Практично, інформація про концентрацію дефектів отримується з аналізу форми анігіляційної лінії, шляхом розрахунку двох важливих параметрів, що називаються відповідно s і w . Параметр s визначає пропорцію анігіляцій позитронів з низькими імпульсами Це тісно зв'язано з концентрацією дефектів в матеріалі. Він визначається як відношення площі поверхні центральної частини 511 кеВ лінії до всієї площі під кривою.

Ефект впливу потоків випромінювання на концентрацію дефектів можна спостерігати за зміною s -параметру (рис.4).

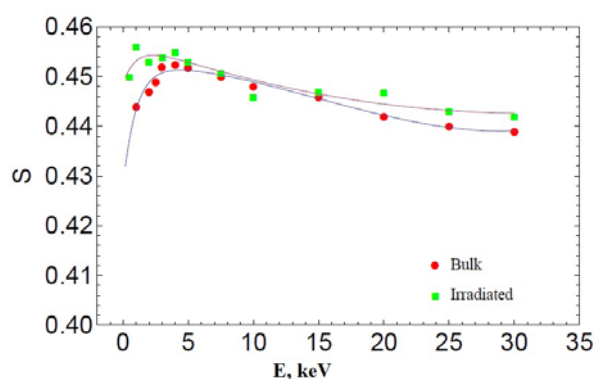


Рис. 4. Залежність s -параметру доплерівського розширення від енергії позитрону E для опроміненого та неопроміненого сплаву 1933

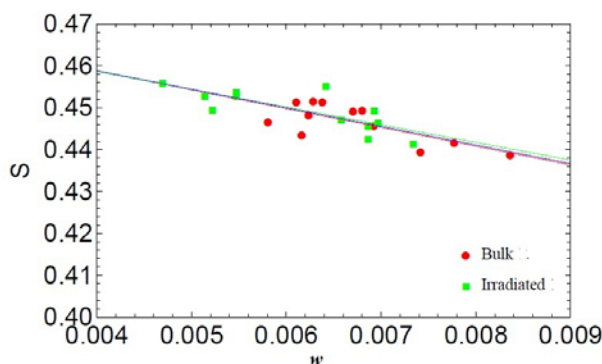


Рис. 5. Залежність s -параметру від w -параметру доплерівського розширення для опроміненого та неопроміненого) сплаву 1933

Енергія позитронів відповідає глибині зашурення пучка в тильну частину мішені, при значенні енергії в 10 кеВ глибина становить приблизно 400 нм. На поверхні більше значення s -параметру пов'язано з дефектами, що були внесені механічної обробкою. На більших глибинах спостерігаємо відмінність

між опроміненим та неопроміненим зразками. Така відмінність може бути пояснена лише ефектом ударно-акустичного впливу СРЕП, оскільки зона термічного впливу обмежена приблизно 600 мкм з протилежного боку мішені. Ці результати корелюються з даними роботи [8], одержаними на аналогічному зразку. Вплив на тильну сторону мішені електронно-пучкового опромінення також в незначній мірі, але проявився на залежності s-параметру від w-параметру (рис. 5).

Ефекти далекодії, що спостерігаються в матеріалах, опромінених, сильнострумовими електронними пучками, такі як, пульсуючий характер зміни значення мікротвердості по глибині мішені пояснюються виникненням уданих хвиль, як результату суперпозиції первинного поля стискаючих напружень з біполярною хвилею напружень, відбитою від тильної сторони [11]. В нашому випадку ми спостерігаємо ознаки впливу пучка на відстані, що майже на порядок перевищує глибину проникнення електронного пучка.

ВИСНОВКИ

Опромінення конструкційних алюмінієвих сплавів сильнострумовими релятивістськими електронними пучками складається з зони проникнення пучка, яка піддається переплавленню, з зони термічного впливу, де здійснюють вплив на структуру сплаву термопружні ефекти, а також зони ударно-акустичного впливу. Остання зона не має очевидних відмінностей з неопроміненим зразком за структурою, але є відмінною за концентрацією вакансій, що ідентифікується методом позитронно-анігіляційної спектроскопії.

Робота виконана за підтримки гранту Президії НАН України № 62/18-Н.

ЛІТЕРАТУРА

1. Fridlyander I. N. / Aluminum Alloys // Kiev: Komintech. – 2005. – 365 p.
2. Poida V. P., Pedun D. E., Bryukhovetskii V. V., Poida A. V., Sukhov R. V., Samsonik A. L., Litvinenko V. V. / Structural changes during superplastic deformation of high-strength alloy 1933 of the Al-Mg-Zn-Cu-Zr system// Phys Met Metallogr. – 2013. Vol. – 114(9). P. – 848-858.

3. Бойко В. И., Скворцов В. А., Фортов В. Е., Шаманин И. В.. Взаимодействие импульсных пучков заряженных частиц с веществом. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2003, 288 с.
4. Блейхер Г. А., Кривококов В. П., Пашенко О. В. Теплофизические процессы в твердом теле при воздействии мощных импульсных пучков заряженных частиц // Известия Томского политехнического университета. – Т. 303, вып. 2. – Радиационная физика твердого тела и радиационные технологии. – 2000. – С. 71-91.
5. Графутин В. И., Прокопьев Е. П. Применение позитронной аннигиляционной спектроскопии для изучения строения вещества. Успехи физических наук. – 2002. – Т. 172. – С. 67-83.
6. Anisimov S. I., Imas Ya. A., Romanov G. S. and Khodyko Yu.V. / Action of high-power radiation on metals // Springfield. – VA: National Technical Information Service. – 1971, 272 p.
7. Boiko V. I., Valyaev A. N., Pogrebnyak A. D. / Metal modification by high-power pulsed particle beams // PHYS-USP. – 1999. – Vol. 42(11). – P. 1139-1166.
8. Kobets A. G., Horodek P. R., Lonin Yu. F., Lytvynenko V. V., Ponomarev A. G., Startsev O. A., Uvarov V. T. / Melting effect on high current electron beam on aluminum alloy 1933 // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. – 2015. – Vol. 51, No. 5. – P. 478-482.
9. Козырь И. Г., Бородин Р. В., Воропаев А. В. и др. Структура и свойства инструментальной стали после обработки электронным пучком и термического отпуска // Физика и химия обработки материалов. – 1998, № 3. – С. 30-33.
10. Horodek P., Kobets A., Meshkov I., Pavlov V., Rudakov A., Sidorin A., Yakovenko S. / Positron annihilation spectroscopy at LEPTA facility// Proceedings of RUPAC. – 2012. – WEPPC044.
11. Ротштейн В. П. Модификация структуры и свойств металлических материалов интенсивными импульсными электронными пучками. Автореф. дисс. докт. ф.-м. н.: 01.04.07.-Томск. – 1995. – 37 с.

REFERENCES

1. Fridlyander I. N. / Aluminum Alloys // Kiev: Komintech. – 2005. – 365 p.
2. Poida V. P., Pedun D. E., Bryukhovetskii V. V., Poida A. V., Sukhov R. V., Samsonik A. L., Litvinenko V. V. / Structural changes during superplastic deformation of high-strength alloy 1933 of the Al-Mg-Zn-Cu-Zr system// Phys Met Metallogr. – 2013. Vol. – 114(9). P. – 848-858.

3. Boyko V. I., Skvortsov V. A., Fortov V. E., Shamanin I. V.. Vzaimodeystvie impulsnyh puchkov zaryazhennyh chastits s veschestvom. M.: FIZMATLIT. 2003, 288 s.
4. Bleyher G. A., Krivobokov V. P., Paschenko O. V. Teplofizicheskie protsessy v tverdom tele pri vozdeystvii moschnykh impulsnyh puchkov zaryazhennyh chastits // Izvestiya Tomskogo politehnicheskogo universiteta. – Vol. 303, iss. 2. – Radiatsionnaya fizika tverdogo tela i radiatsionnyie tehnologii. – 2000. – P. 71-91.
5. Grafutin V. I., Prokopev E. P. Primenenie pozitronnoy annigilyatsionnoy spektroskopii dlya izucheniya stroeniya veschestva. Uspehi fizicheskikh nauk. – 2002. – T. 172. – S. 67-83.
6. Anisimov S. I., Imas Ya. A., Romanov G. S. and Khodyko Yu.V. / Action of high-power radiation on metals // Springfield. – VA: National Technical Information Service. – 1971, 272 p.
7. Boiko V. I., Valyaev A. N., Pogrebnyak A. D. / Metal modification by high-power pulsed particle beams // PHYS-USP. – 1999. – Vol. 42(11). – P. 1139-1166.
8. Kobets A. G., Horodek P. R., Lonin Yu. F., Lytvynenko V. V., Ponomarev A. G., Startsev O. A., Uvarov V. T. / Melting effect on high current electron beam on aluminum alloy 1933 // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. – 2015. – Vol. 51, No. 5. – P. 478-482.
9. Kozyr I. G., Borodin R. V., Voropaev A. V. et al. Struktura i svoystva instrumentalnoy stali posle obrabotki elektronnyim puchkom i termicheskogo otpuska // Fizika i himiya obrabotki materialov. – 1998, No. 3. – P. 30-33.
10. Horodek P., Kobets A., Meshkov I., Pavlov V., Rudakov A., Sidorin A., Yakovenko S. / Positron annihilation spectroscopy at LEPTA facility // Proceedings of RUPAC. – 2012. – WEPPC044.
11. Rotshteyn V. P. Modifikatsiya struktury i svoystv metallicheskih materialov intensivnymi impulsnymi elektronnyimi puchkami. Avtoref. diss. dokt. f.-m. n.: 01.04.07. – Tomsk. – 1995. – 37 s.

УДК 53.09

ВЛИЯНИЕ ИЗОВАЛЕНТНОГО ЛЕГИРОВАНИЯ Si ГЕРМАНИЕМ НА ВЕРОЯТНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ПРИМЕСНО-ДЕФЕКТНЫХ КОМПЛЕКСОВ В БАЗЕ p^+n СТРУКТУР ПРИ ОБЛУЧЕНИИ α -ЧАСТИЦАМИ

С. В. Быткин¹, Т. В. Критская²

¹ПАО «Запорожсталь», ул. Южное шоссе, 72, 69008, Запорожье, Украина

²Запорожская государственная инженерная академия, проспект Соборный, 226, 69006 Запорожье, Украина

E-mail: bytkin@birmir.net

Поступила в редакцию 17.05.2018

Проведен расчет вероятности образования А-, Е-, К-центров в CZ nSiGe с использованием ранее полученных эмпирических S-образных зависимостей накопления примесно-дефектных комплексов от интегрального потока α -частиц. Показано, что вероятность захвата вакансий атомами междоузельного кислорода в SiGe нелинейно зависит от дозы облучения, причем ее интегральное значение в диапазоне $\Phi_\alpha \approx 10^9 \dots 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ существенно ниже, чем в контрольных образцах nSi. Полученные результаты объясняются с использованием имеющихся в литературе моделей. Изменение вероятности дефектообразования хорошо коррелирует с данными по деградации времени жизни инжектированных неосновных носителей заряда в базе p^+n структуры.

Ключевые слова: накопление примесно-дефектных комплексов, поток α -частиц, вероятность образования А-, Е-, К-центров в CZ nSiGe, деградация времени жизни инжектированных неосновных носителей заряда.

EFFECT OF ISOVALENT DOPING OF Si BY GERMANIUM ON THE IMPURITY-DEFECT COMPLEXES FORMATION PROBABILITY IN THE p^+n STRUCTURES BASE IRRADIATED BY α -PARTICLES

Serhiy Bytkin¹, Tetiana Krytskaja²

¹PJSC «Zaporizhstal», 72 South Highway Str., 69008, Zaporizhia, Ukraine

²Zaporizhia State Engineering Academy, 226 Soborny Avenue, 69006 Zaporizhia, Ukraine

The probability of A-, E-, K-centers formation in CZ nSi and nSiGe using the previously obtained empirical S-shaped dependences of the accumulation of impurity-defect complexes on the integral flux of α -particles was calculated. Shown, that the probability of vacancy trapping by atoms of interstitial oxygen in SiGe depends nonlinearly on the irradiation dose, and its integral value in the range $\Phi_\alpha \approx 10^9 \dots 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ was much lower than in control nSi samples. The results explained using models available in the literature. The change of the defect formation probability correlates well with the data on the lifetime degradation of the injected minority charge carriers in the base of the p^+n structure.

Key words: accumulation of impurity-defect complexes, flux of α -particles, probability of the A-, E-, K-centers in CZ nSiGe formation, degradation of the injected minority charge carriers lifetime.

ВПЛИВ ІЗОВАЛЕНТНОГО ЛЕГУВАННЯ Si ГЕРМАНІЄМ НА ЙМОВІРНІСТЬ УТВОРЕННЯ ДОМІШКОВО-ДЕФЕКТНИХ КОМПЛЕКСІВ У БАЗІ p^+n СТРУКТУР ПРИ ОПРОМІНЕННІ α -ЧАСТИНКАМИ

С. В. Биткін¹, Т. В. Критська²

¹ПАО «Запоріжсталь», вул. Південне шосе, 72, 69008, Запоріжжя, Україна

²Запоріжська державна інженерна академія, проспект Соборний, 226, 69006 Запоріжжя, Україна

Проведено розрахунок ймовірності утворення А-, Е-, К-центрів в CZ nSi і nSiGe з використанням раніше отриманих емпіричних S-подібних залежностей накопичення домішково-дефектних комплексів від інтегрального

потоку α -частинок. Встановлено, що ймовірність захоплення вакансій атомами міжвузлового кисню в SiGe нелінійно залежить від дози опромінення, причому її інтегральне значення в діапазоні $\Phi\alpha \approx 10^9 \dots 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ істотно нижче, ніж у контрольних зразках nSi. Отримані результати пояснюються застосуванням відомих у літературі моделей. Змінювання ймовірності утворення дефектів добре корелює з даними про деградацію часу життя інжектіваних неосновних носіїв заряду в базі p^+n структури.

Ключові слова: накопичення домішково-дефектних комплексів, потік α -частинок, ймовірність утворення А-, Е-, К-центрів в CZ nSiGe, деградація часу життя інжектіваних неосновних носіїв заряду.

ORCID IDs

Serhiy Bytkin: <https://orcid.org/0000-0003-3583-3371>

Tetiana Krytskaja: <http://orcid.org/0000-0001-6933-0460>

ВВЕДЕНИЕ

Создание полупроводниковых материалов для изготовления радиационно-стойких изделий электронной техники (ИЭТ) является частью глобальной проблемы разработки, изготовления и применения материалов, сохраняющих свои физические свойства в условиях действия ионизирующих излучений [1]. В основу такого подхода заложены «стратегии проектирования дефектов» (defect engineering strategies). Точечные электрически активные дефекты, создающие глубокие энергетические уровни в полупроводниках (примесно-дефектные комплексы и/или их кластеры) используются для управления физическими свойствами полупроводниковых материалов [2]. Электрически активный А-центр (VO) в Cz-Si является наиболее важным дефектом [3], связанным с междуузельным кислородом O_i (oxygen interstitials atoms) и вакансией V (дефект кристаллической решетки, образовавшийся в результате взаимодействия Si с частицами с высокой энергией, \approx МэВ), образующимся согласно квазихимической реакции $V + O_i \rightarrow VO$ в полях ионизирующих излучений вследствие генерации диффундирующих V. Из изначально возникших при облучении четырех оборванных связей вокруг вакансии, соответствующих четырем окружающим ее атомам Si, два соединяются «мостиком» – атомом кислорода, образуя квазимолекулу Si-O-Si. Два других атома Si формируют слабую молекулярную связь Si-Si. В этой структуре атом кислорода присоединен к оборванной связи между атомами кремния, формируя дефект типа VO. Эта связь имеет возможность захватить электрон и ответственна за электрическую активность дефекта, который создает акцепторный уровень $E_c = 0,17 \text{ эВ}$ в запрещенной зоне. Дефект форми-

руется при приближении мигрирующей вакансии к атому кислорода в междуузельном пространстве. Рекомбинационные свойства А-центров (эффективные ловушки для инжектированных неосновных носителей заряда в pnp , pnp структурах) существенно ухудшают рабочие характеристики облученных полупроводниковых устройств. Геометрическая конфигурация дефекта может рассматриваться практически как замещающий атом кислорода в решетке кремния, но в реальности атом кислорода удален от вакансии на $\sim 0,9 \text{ \AA}$ вдоль направления $\langle 100 \rangle$. Дефект активен в инфракрасной области спектра с полосой поглощения 830 см^{-1} в нейтральном зарядовом состоянии и 885 см^{-1} в отрицательном [4].

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для подавления концентрации А-центров разрабатываются инженерные стратегии управления дефектообразованием в материале неоднородных активных структур микроэлектронных и дискретных устройств [5, 6]. В частности, предлагается использование изовалентных примесей (углерод (C), германий (Ge) и олово (Sn)) для управления процессом формирования комплексов VO в Si, хотя это и связано с изменением его структурных и физических свойств за счет различных ковалентных радиусов примесей и легируемой матрицы. Изовалентные примеси замещают атомы Si, но являются электрически неактивными. Углерод имеет наименьший ковалентный радиус $r_C = 0.77 \text{ \AA}$ по сравнению с Si ($r_{Si} = 1.17 \text{ \AA}$), ковалентный радиус Ge $r_{Ge} = 1.22 \text{ \AA}$. Для Sn и Pb $r_{Sn} = 1.41 \text{ \AA}$, $r_{Pb} = 1.44 \text{ \AA}$ соответственно, вследствие чего при их внедрении в решетку Si создается упругое напряжение (растяжения в случае C и сжатия для Ge, Sn и Pb). Влияние

изовалентного легирования на основные электрофизические свойства кремния в этих работах обобщается следующим образом.

1. Введение указанных примесей в кристаллическую решетку не влияет на концентрацию носителей в Si, но их присутствие может изменять подвижность носителей. Вследствие создаваемых полей напряжений изовалентные примеси влияют на равновесную концентрацию собственных дефектов, как вакансий, так и междоузельных атомов.

2. Изовалентные примеси взаимодействуют или с вакансиями, или с собственными междоузельными атомами в зависимости от того, больше или меньше величина их ковалентного радиуса по сравнению с атомом принимающей матрицы. В первом случае (Ge, Sn, Pb), изовалентная примесь действует как эффективный сток для вакансий, во втором случае (C) – как сток для собственных междоузельных атомов. Захват вакансий примесями с ковалентным радиусом, большим, чем у Si, может приводить к замедлению или подавлению формирования стабильных радиационных дефектов, в состав которых входят вакансии, в частности, активного рекомбинационного центра VO, отрицательно влияющего на радиационную стойкость кремния (комплекс V-O и дивакансия V2 создают глубокие энергетические уровни в запрещенной зоне кремния, являющиеся рекомбинационными центрами).

3. Изовалентные примеси влияют на механизмы диффузии и агрегирования (кластеризации, преципитации) O_i , существенно влияя на формирование термодоноров. Наблюдается выраженное влияние изовалентных примесей на механические свойства Si, в том числе на концентрацию микродефектов.

4. Изовалентные примеси создают возможности для управления шириной запрещенной зоны кремния (band-gap engineering), что рассматривается как ключевая особенность кремниевой технологии (a key point in Si-based technology).

Взаимодействие изовалентных примесей, (Sn, Pb, Ge), обозначаемых D, с A-центрами приводит к формированию комплексов DVO по реакции $D + VO \rightarrow DVO$, стабильность

которых выше по сравнению с дефектами вида VO. Комплексы SnVO существенно более устойчивы, чем GeVO и CVO. Установлено, что Sn не образует связей с O_i , подавляет образование центров типа VO и V2 в облученном Si и легирование этой примесью могло бы рассматриваться как путь улучшения радиационной стойкости ИЭТ, но, помимо снижения эффективности образования A-центров, дивакансий и E-центров, комплекс Sn-V создает глубокие энергетические уровни (рекомбинационные центры) в запрещенной зоне кремния, т. е., фактически, один вид радиационных дефектов дополняется двумя другими [7, 8], (рис. 1).

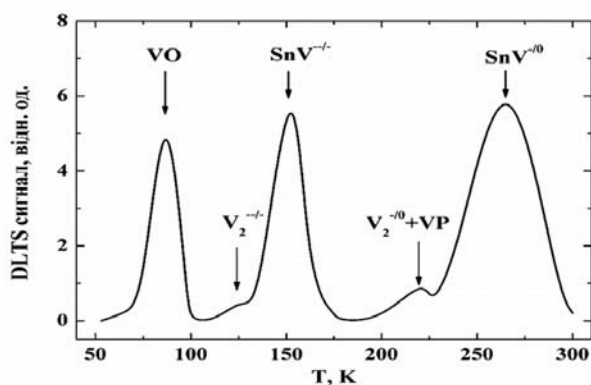


Рис. 1. Спектр DLTS для облученного 1 MeV электронами n-Si<Sn>, $\Phi_e = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Комплекс SnV имеет глубокие уровни с энергиями $E_c - 0,214 \text{ эВ}$ для SnV и $E_c - 0,501 \text{ эВ}$ для SnV – 0. С технологической точки зрения легирование кремния Sn практически эквивалентно введению в кремний Au.

Облучение n-Si<Sn> электронами с энергией 1 MeV приводит к ускоренному уменьшению концентрации основных носителей заряда, рис.2:

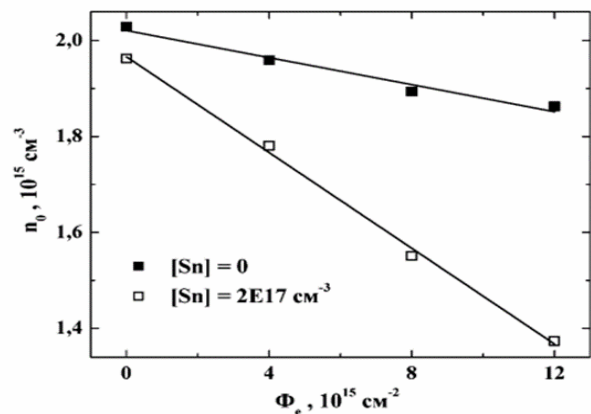


Рис. 2. Сравнение скоростей деградации концентрации основных носителей заряда в n-Si<Sn> при облучении электронами с энергией 1 MeV

Экспериментальное значение константы деградации концентрации основных носителей

$$k_n = \frac{\Delta n}{\Phi_e}$$

для n-Si<Sn> примерно в 5 раз выше,

чем для контрольных образцов. Особенности накопления радиационных дефектов в n-Si<Sn> полностью объясняет ускоренную деградацию времени жизни неравновесных носителей заряда в этом материале при облучении [9], рис.3:

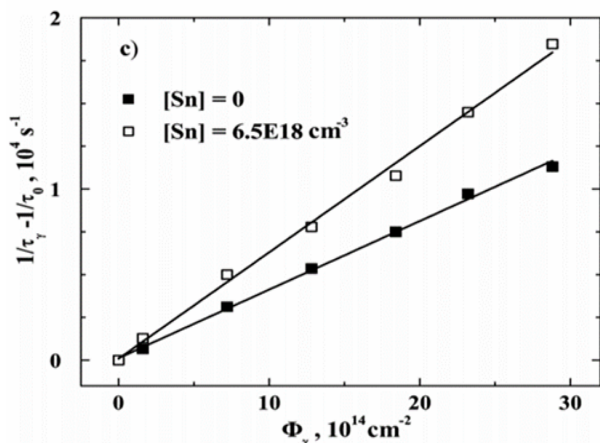


Рис. 3. Ускоренная деградация времени жизни неравновесных носителей заряда при γ -облучении (^{60}Co), $\tau(\Phi_\gamma)$, в n-Si<Sn>

Следовательно, непосредственное применение n-Si<Sn> как материала для изготовления твердотельных ИЭТ, предназначенных для работы в полях ионизирующих излучений, не представляется возможным.

Свинец в кремнии образует скопления атомов с размером ≈ 10 мкм [10], что исключает применение этого материала для производства стандартных прп-структур с шириной базы $\leq 0,02$ мкм и, скорее всего, высоковольтных прп-структур вследствие закорачивания активных слоев. Вместе с тем, отмечается двукратное увеличение времени жизни неравновесных носителей заряда за счет очистки Si от Fe и Cu. Авторы этой работы указывают на возможность коррелированного распределения С и Pb (с которым связывается уменьшение в 5 - 7 раз концентрации оптически активного углерода), физической причиной которого является энергетически выгодное уменьшение внутренних механических напряжений в Si за счет взаимной

компенсации деформации растяжения и сжатия примесями со значительно отличающимися радиусами. Видимо, этим объясняется подавление пика $E_c - 0,37$ эВ (К-центр) при облучении Si электронами с энергией 1 МэВ [11]. Присутствие Pb в кремнии не подавляет образование глубоких акцепторов, в состав которых входят вакансии, из чего авторами [12] делается вывод о неэффективности применения этой примеси для повышения радиационной стойкости Si. С точки зрения оценки возможности практического применения изовалентного легирования для уменьшения концентрации комплексов вакансия-кислород, расчет примесно-дефектного взаимодействия может проводиться с применением закона действующих масс (massaction analysis) [13]. Концентрация кластера дефектов XY (обозначается как [XY]) с энергией связи E_b относительно концентрации несвязанных дефектов X и Y (т. е. [X] и [Y] соответственно) определяется следующим образом:

$$\frac{[XY]}{[X][Y]} = \exp\left(\frac{-E_b}{k_b T}\right),$$

где k_b постоянная Больцмана, T – температура.

Энергия связи E_b определяется как

$$E_b = E_{\text{defectcluster}} - \sum E_{\text{isolateddefects}}.$$

Отрицательная энергия связи дефектов в кластере энергетически более выгодна (энергия дефектов в кластере меньше, чем в изолированном состоянии). Для данных, приведенных в цитируемой работе, прослеживается определенная закономерность: при E_b комплекса DV, $\approx 0,5$ от этой величины для комплекса DVO, преимущественно образуются комплексы примесь-вакансия, являющиеся рекомбинационными центрами, что делает такие комплексы неэффективными с точки зрения повышения радиационной стойкости Si (табл. 1):

Различия в энергии связи примесно-дефектных комплексов изовалентных примесей в Si

Тип комплекса	Энергия связи, E_b , эВ	Отношение энергий связи DV/DVO	Примечание
GeV	-0,26	0,107	Комплекс GeV при 300 °К не образуется, возможно образование комплекса GeVO
GeVO	-2,44		
SnV	-1,50	0,470	Комплекс SnV является эффективным рекомбинационным центром, снижающим радиационную стойкость Si
SnVO	-3,19		
PbV	-1,8	0,519	Комплекс PbV, хотя его существование экспериментально не подтверждено, предполагается устойчивым до 280 °С (SnV диссоциирует при 170 °С) [14, 15]
PbVO	-3,47		

Целью настоящей работы является оценка эффективности влияния Ge на вероятность образования радиационных дефектов с точки зрения образования комплекса GeVO.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО- РАСЧЕТНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧИСЛЕННОГО ЗНАЧЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ПРИМЕСНО-ДЕФЕКТНЫХ КОМПЛЕКСОВ

Логично предположение, что примесь, преимущественно образующая комплекс DVO, может быть использована для предотвращения рекомбинации инжектированных неравновесных неосновных носителей заряда в приборных структурах. Признаком этого будет являться наблюдаемое истощение эффективности этой примеси при увеличении дозы облучения, генерирующего вакансии. Вследствие наличия слабых полей напряжений на «периферии» области вокруг атомов D, она заполняется вакансиями [16], взаимодействующими с изовалентной примесью, V и O_i . Для объективной оценки влияния легирующих и фоновых элементов в монокристалле требуется получить численное значение вероятности образования примесно-дефектных комплексов, то есть фактически оценить эффективность влияния конкретной примеси на радиационное дефектообразова-

ние. Другими словами, необходим расчет вероятности образования основных радиационных дефектов в кремнии, легированном германием, и сравнение полученных численных значений с такими же характеристиками в контрольном кремнии.

Применим предложенную в [17, 18] методику расчета вероятности образования дефектов к ранее полученным экспериментальным данным [19]. Особенностью расчета, использованного авторами, являлся учет уменьшения концентрации фоновых примесей, межзельного кислорода O_i и углерода C_i при образовании A-, K- центров. Кроме того, в предыдущих работах не учитывался нелинейный, S-образный характер накопления A- и E-центров в изовалентно легированном германием кремнии. Использованный метод определения вероятностей накопления радиационных дефектов может быть применен для оценки влияния легирования кремния любой примесью, которая потенциально рассматривается как повышающая его радиационную стойкость.

Основные этапы расчета сводятся к следующему. Выбирается система уравнений, описывающая накопление радиационных дефектов, например, предложенная в [20]. Учитывая нелинейное накопление радиационных дефектов, уменьшение концентрации фоновых примесей (междоузельный кислород, углерод) и фосфора из-за образования

А-, К-, Е- центров, дивакансий систему можно представить в следующем виде:

$$\frac{d}{dt} N_A = N'_A = P_{VO_i}(t) \cdot N_{O_i}(t) \cdot N_V(t),$$

$$N'_E = P_{VP}(t) \cdot N_P(t) \cdot N_V(t),$$

$$N'_K = P_{C_i O_i VV}(t) \cdot N_{C_i}(t) \cdot N_{O_i}(t) \cdot N_V(t) \times \left(N_V(t) - N_A(t) - N_E - \sum_{i=1}^n N_{VV}(t) - N_{VO^2} \right),$$

$$N'_{VV} = P_{VV}(t) \cdot N_V^2(t),$$

$$N_V(t) = \lambda_V \cdot \varphi \cdot t - N_A(t) \cdot N_E(t) \cdot \sum_{i=1}^n N_{VV}(t) - N_{VO^2}.$$

где P_{ij} – вероятность захвата вакансии (междоузельного атома) различными примесными

атомами; $\frac{d}{dt}(N_A, N_E, N_K, N_{VV})$ – скорости образования А-, Е-, К-центров, дивакансий в различных зарядовых состояниях; N_V – концентрация вакансий, генерируемых потоком альфа-частиц; λ_V – количество вакансий, создаваемых одной высокоэнергетической частицей; $t \leq 10^6$ с – время облучения тестовой структуры, φ – плотность потока излучения, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$; $\sum_{n=1}^n N_{VV}(t)$, N_{VO^2} – суммарная кон-

центрация n типов дивакансий с различными зарядовыми состояниями ($E_C - 0,22$ эВ, $E_C - 0,32$ эВ) и других содержащих вакансии дефектов ($E_V + 0,2$ эВ – дефект типа VO_2); Согласно [21], λ_v – это отношение количества дефектов, содержащих вакансии (с учетом количества вакансий в различных видах дефектов), к интегральному потоку альфа-частиц $\Phi_\alpha(t) = \varphi t$. Например, для их нелинейного накопления формула в используемом для сравнения nSi имеет вид:

$$\lambda_V = \frac{\int_{\Phi_{\alpha \min}}^{\Phi_{\alpha \max}} \left(N'_{AS_i}(t) + N'_{ES_i}(t) + 2 \cdot \frac{d}{dt} \left(\sum_{i=1}^n N_{VV}(t) \right) + N'_{VO^2}(t) \right) dt}{\Phi_\alpha(t_{\max})}.$$

Определение вероятности образования единичного радиационного дефекта P_{ij} проводится численным методом, поскольку аналитическое решение возможно только с использованием квазистационарного приближения [22]. Например, для А-центра:

$$P_{VO'} = \frac{N'_A}{N_{O_i}(t) \cdot N_V(t)}.$$

Аналогично проводится расчет P_{ij} для других дефектов. Подставляя эмпирические уравнения, описывающие накопление и вероятность образования А- и К-центров в Si<P> и Si<P, Ge> в физические, описывающие накопление дефектов, получаем выражения для P_{ij} в виде, удобном для решения в MathCAD, без записи всех уравнений в явном виде.

4. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты расчетов приведены на рис. 4. Полученные зависимости качественно могут быть объяснены простой схемой [23]. При облучении Si<P, Ge> образуется устойчивый кластер GeVO, уменьшающий концентрацию вакансий в облучаемом материале и, как следствие, концентрацию радиационных дефектов на начальном этапе облучения. Эффективность процесса формирования стока для вакансий достигается за счет коррелированного распределения германия и кислорода, приводящего к более полной компенсации внутренних упругих напряжений в кремнии [24]. Сток вакансий, образующих кластер, при $\Phi_\alpha \leq 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ уменьшает вероятность образования А- и Е-центров в Si<P, Ge> по сравнению с контрольным Si. После насыщения комплекса Ge-О вакансиями ак-

тивизируется процесс образования А-центров, достигая максимума при $\Phi_\alpha \approx 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Фактически, увеличение вероятности образования А-центров связано с взаимодействием междоузельного кислорода, окружающего атомы Ge, с вводимыми в материал облучением вакансиями. После исчерпания в ходе квазихимической реакции O_i вероятность образования комплексов V-O в

изовалентно легированном Si существенно ниже, чем в контрольном материале. Вероятность образования К-центров практически одинакова в исследуем и контрольном материале и существенно ниже, чем для А-центров, определяющих радиационную стойкость материала.

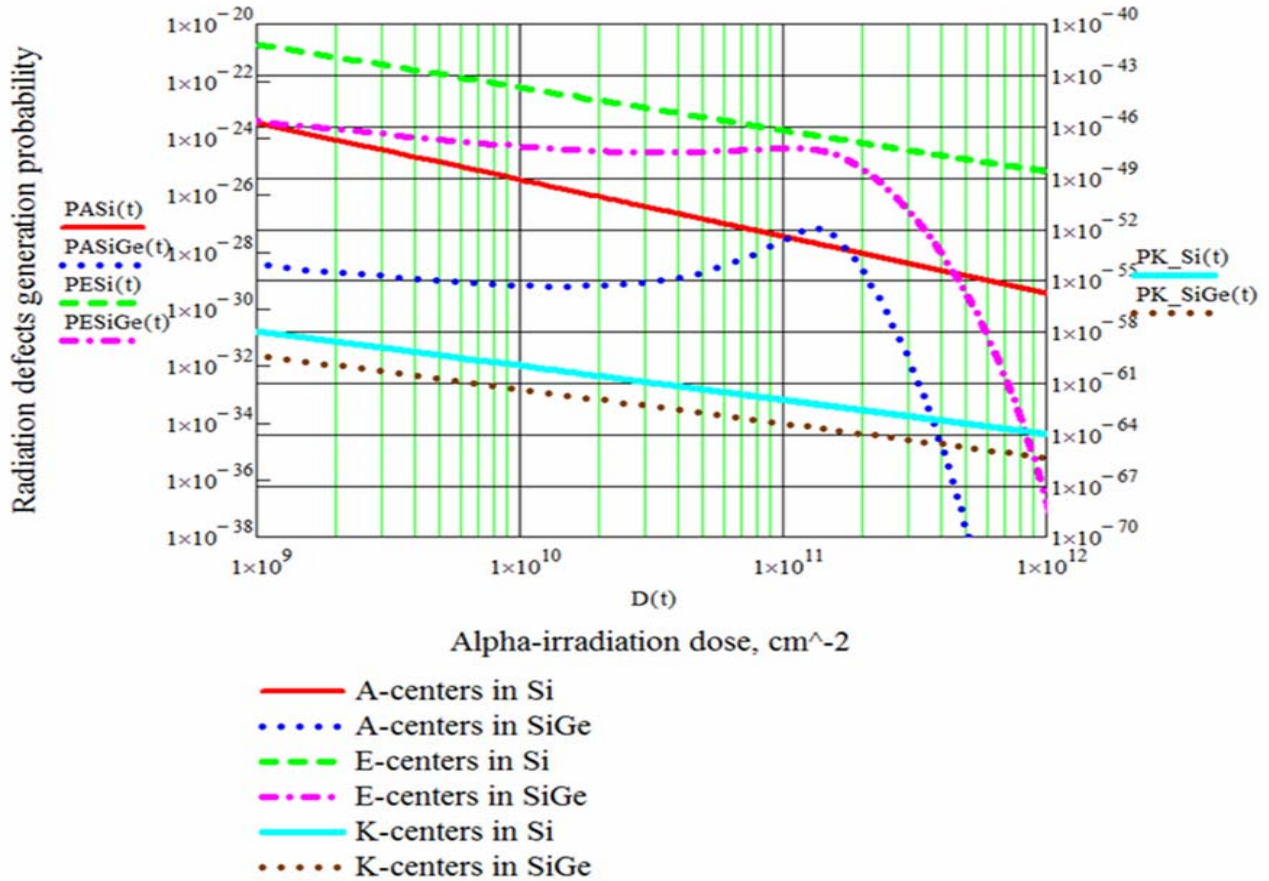


Рис. 4. Вероятность образования единичного радиационного дефекта в Si, SiGe

Интегральная вероятность образования А-центров в контрольном nSi (в определенном интервале доз облучения) существенно выше, чем в nSiGe (листинг 1):

$$\frac{\int_{10^9}^{1 \cdot 10^{10}} \frac{d}{dt} \text{PASi}(t) dt}{\int_{10^9}^{1 \cdot 10^{10}} \frac{d}{dt} \text{PASiGe}(t) dt} = 1.128 \times 10^5$$

$$\frac{\int_{10^9}^{5 \cdot 10^{11}} \frac{d}{dt} \text{PASi}(t) dt}{\int_{10^9}^{5 \cdot 10^{11}} \frac{d}{dt} \text{PASiGe}(t) dt} = 8.735 \times 10^4$$

$$\frac{\int_{10^9}^{10^{12}} \frac{d}{dt} \text{PASi}(t) dt}{\int_{10^9}^{10^{12}} \frac{d}{dt} \text{PASiGe}(t) dt} = 3.456 \times 10^4$$

$$\frac{\int_{10^9}^{10^{13}} \frac{d}{dt} \text{PASi}(t) dt}{\int_{10^9}^{10^{13}} \frac{d}{dt} \text{PASiGe}(t) dt} = 142.742$$

Листинг 1. Относительное превышение количества А-центров в контрольном nSi по сравнению с изовалентно легированным Ge кремнии (расчет в MathCAD)

Эффективность применения изовалентного легирования для снижения вероятности образования E-центров существенно ниже, $\approx 5 \cdot 10^2$. Полученные результаты хорошо согла-

суются с деградацией времени жизни инжектированных неосновных носителей заряда ($\tau_{\text{HHЗ}}$) в базе p⁺n структуры [25], рис. 5:

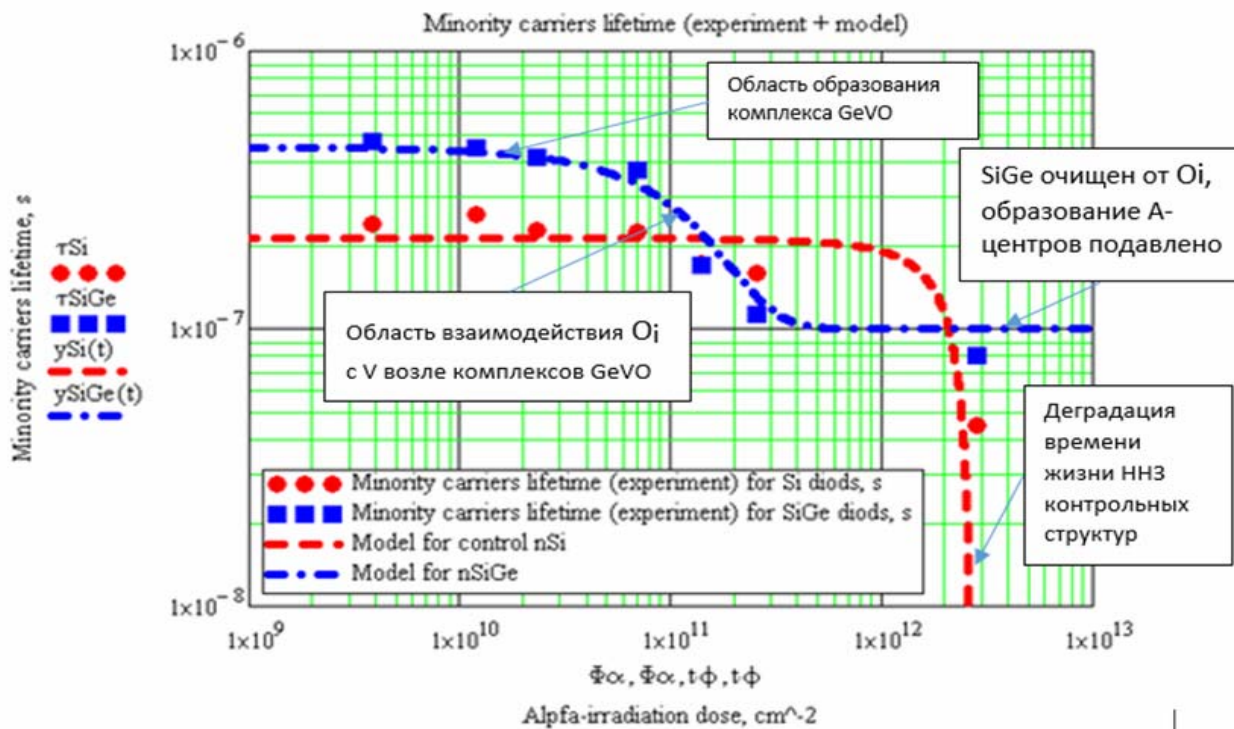


Рис. 5. Области изменения экспериментальных значений $\tau_{\text{HHЗ}}$, соответствующие вероятностям процессов образования радиационных дефектов.

5. ВЫВОДЫ

1. Легирование Si германием существенно уменьшает вероятность радиационного дефектообразования в диапазоне $\Phi_\alpha \approx 10^9 \dots 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, нелинейный характер изменения которой связан, видимо, с истощением концентрации Ge вследствие образования комплекса GeVO.

2. При $\Phi_\alpha \geq 10^{12} \text{ см}^{-2}$ радиационная деградация $\tau_{\text{HHЗ}}$ в nSiGe существенно замедляется по сравнению с контрольным nSi, что позволяют предполагать возможность эффективного использования изовалентно легированного германием кремния для повышения радиационной стойкости многослойных структур ИЭТ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sgourou E. N., Panayiotatos Y., Vovk R. V., Chroneos A. Toward Defect Engineering Strate-

gies to Optimize Energy and Electronic Materials // Appl. Sci. – 2017. – No. 7. – P. 674.
 2. Alkauskas A., McCluskey M. D., Van de Walle C. G.. Tutorial: Defects in semiconductors—Combining experiment and theory // Journal of Applied Physics. – 2016. – Vol. 119, is. 18. – P. 181101.
 3. Chroneos A., Sgourou E. N., Lontos C. A., Schwingenschlögl U. Oxygen defect processes in silicon and silicon germanium // Applied Physics Reviews. – 2015. Vol. 2, is. 2. – P. 021306.
 4. Weiser P. M. Fourier Transform Infrared (FTIR) Spectroscopy (lecture). Center for Materials Science and Nanotechnology. University of Oslo. – 2017.
 5. Chroneos A., Lontos C. A., Sgourou E. N., Pochet P. Point defect engineering strategies to suppress A-center formation in silicon // Appl. Phys. Lett. – 2011. – Vol. 99. – P. 241901.
 6. Lontos C. A., Sgourou E. N., Hall D., Chroneos A. Vacancy-oxygen defects in silicon: the impact

- of isovalent doping // *J. Mater. Sci.: Mater Electron.* – 2014. Vol. 25. – P. 2395-2410.
7. Larsen A. N., Goubet J. J., Mejlholm P. et al. Tin-vacancy acceptor levels in electron-irradiated n-type silicon // *Physical Review B Condensed Matter.* – 2000. – Vol. 62(7). P. 4535-4544.
 8. Красько М. М. Вплив домішки олова на деградацію провідності в n-кремнії при електронному опроміненні // *Укр. фіз. журн.* – 2013. Т. 58, № 3. – С. 245-250.
 9. Kras'ko M. M. Influence of tin impurity on recombination characteristics in γ -irradiated n-Si // *Ukr. J. Phys.* – 2012. – Vol. 57, No. 11. – P. 1162-1168.
 10. Neimash V. B., Voitovych V. V., Kraitchinskii A. M., Shpinar L. I., Kras'ko M. M., Popov V. M., Pokanevych A. P., Gorodys'kyi M. I., Pavlovs'kyi Yu. V., Tsmots' V. M., Kabaldin O. M. Influence of doping by the isovalent lead impurity on the parameters of n-silicon // *Ukr. J. Phys.* – 2005. – Vol. 50, No. 5. – P. 492-496.
 11. David M. L., Simoen E., Claeys C., Neimash V., Kras'ko M., Kraitchinskii A., Voytovych V., Kabaldin A., Barbot J. F. On the effect of lead on irradiation induced defects in Silicon // *Solid State Phenomena.* – 2005. – Vol. 108-109. – P 373-378.
 12. David M.-L., Simoen E., Claeys C., Neimash V., Kras'ko M., Kraitchinski A., Voytovuch V., Tishcenko V., Barbot J. F. Radiation-Induced Deep Levels in Lead- and Tin-Doped n-Type Czochralski Silicon. High Purity Silicon VIII. Proceedings of the International Symposium. Editors C. L. Claeys, M. Watanabe, R. Falster, P. Stallhofer. Proceedings Volume 2004-05. THE ELECTROCHEMICAL SOCIETY, INC. 65 South Main St., Pennington, NJ 08534-2839, USA
 13. Christopoulos S-R. G., Parfitt D., Sgourou E. N., Londos C. A., Vovk R. V., Chroneos A. Controlling A-center concentration in silicon through isovalent doping: Mass action analysis // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics.* – 2016. Vol. 27 (5). – P. 4385-4391.
 14. Londos C. A., Sgourou E. N., Chroneos A. Defect engineering of the oxygen-vacancy clusters formation in electron irradiated silicon by isovalent doping: An infrared perspective // *J. Appl. Phys.* – 2012. – Vol 112. – P. 123517.
 15. Londos C. A., Aliprantis D., Sgourou E. N., Chroneos A., Pochet P. Formation and evolution of oxygen-vacancy clusters in lead and tin doped silicon // *Journal of Applied Physics.* – 2012. Vol. 111. – P. 123508.
 16. Londos C. A., Angeletos T., Sgourou E. N., Chroneos A. Engineering VO, CiOi and CiCs defects in irradiated Si through Ge and Pb doping // *J. Mater. Sci.: Mater Electron.* – 2015. Vol. 26. – P. 2248–2256.
 17. Bytkin S. V., Kritskaya T. V. Comparative analysis of the radiation defects accumulation in n-Si and n-SiGe, used for the discrete thyristors manufacturing on the initial stage of irradiation, using estimation of the probability of A-, E-, K-centers formation. // 25th International Conference on Defects in Semiconductors, St. Petersburg, Russia, July 20-24, 2009 Book of Abstracts. - P. 193-194.
 18. Быткін С. В., Критська Т.В. Моделирование процесса накопления радиационных дефектов в процессе облучения монокристаллов Si <P> и Si <P, Ge>. *Металургія. Збірник наукових праць Запорізької державної інженерної академії, вип. 1(21). Запоріжжя, 2010. – С. 116-125.*
 19. Быткін С. В., Критская Т. В. Моделирование S-образного процесса накопления A- и E-центров в изовалентно легированном германием кремнии в среде Statistica и MathCAD. «Сучасні проблеми металургії», № 21, випуск 1- 2018. – С. 29-35
 20. Хируненко Л. И., Шаховцов В.И., Шинкаренко В.К. и др. Особенности процессов радиационного дефектообразования в кристаллах Si<Ge> // *ФТП.* – 1987. – Т. 21, вып. 3. – С. 562-565.
 21. Винецкий В. Л. О кинетике образования вторичных радиационных дефектов в полупроводниках // *ФТП.* – 1968. – Т. 2, вып. 8. – С. 1074-1082.
 22. *Радіаційна фізика: підручник / Л. А. Булавін, О. П. Дмитренко, М. П. Куліш. – К.: Видавничо-поліграфічний центр «Київський університет», 2010. – 551 с.*
 23. Londos C. A., Sgourou E. N., Chroneos A., Emtsev V. V. Carbon, oxygen and intrinsic defect interactions in germanium-doped silicon // *Semicond. Sci. Technol.* – 2011. Vol. 26. – P. 105024 (7 pp).
 24. Критская Т. В. Современные тенденции получения кремния для устройств электроники: монография // *Запорож. гос. инженер. акад. – Запорожье: ЗГИА, 2013. – 353 с.*
 25. Критская Т. В., Быткін С. В. Радиационная деградация времени жизни неосновных носителей заряда в кремниевых p^+n -структурах. *Металургія. Збірник наукових праць Запорізької державної інженерної академії, вип. 1(26). Запоріжжя, ЗДІА, 2012. – С. 110-116.*

REFERENCES

1. Sgourou E. N., Panayiotatos Y., Vovk R. V., Chroneos A. Toward Defect Engineering Strategies to Optimize Energy and Electronic Materials // *Appl. Sci.* – 2017. – No. 7. – P. 674.
2. Alkauskas A., McCluskey M. D., Van de Walle C. G.. Tutorial: Defects in semiconductors—Combining experiment and theory // *Journal of Applied Physics.* – 2016. – Vol. 119, is. 18. – P. 181101.
3. Chroneos A., Sgourou E. N., Londos C. A., Schwingenschlögl U. Oxygen defect processes in silicon and silicon germanium // *Applied Physics Reviews.* – 2015. Vol. 2, is. 2. – P. 021306.
4. Weiser P. M. Fourier Transform Infrared (FTIR) Spectroscopy (lecture). Center for Materials Science and Nanotechnology. University of Oslo. – 2017.
5. Chroneos A., Londos C. A., Sgourou E. N., Pochet P. Point defect engineering strategies to suppress A-center formation in silicon // *Appl. Phys. Lett.* – 2011. – Vol. 99. – P. 241901.
6. Londos C. A., Sgourou E. N., Hall D., Chroneos A. Vacancy-oxygen defects in silicon: the impact of isovalent doping // *J. Mater. Sci.: Mater Electron.* – 2014. Vol. 25. – P. 2395-2410.
7. Larsen A. N., Goubet J. J., Mejlholm P. et al. Tin-vacancy acceptor levels in electron-irradiated n-type silicon // *Physical Review B Condensed Matter.* – 2000. – Vol. 62(7). P. 4535-4544.
8. Krasko M. M. Vplyv domishkiv olova na degratsiyu providnosti v n-kremnii pry elektronnomu oprominenni // *Ukr. fiz. zhurn.* – 2013. Vol. 58, No. 3. – P. 245-250.
9. Kras'ko M. M. Influence of tin impurity on recombination characteristics in γ -irradiated n-Si // *Ukr. J. Phys.* – 2012. – Vol. 57, No. 11. – P. 1162-1168.
10. Neimash V. B., Voitovych V. V., Kraitchinskii A. M., Shpinar L. I., Kras'ko M. M., Popov V. M., Pokanevych A. P., Gorodys'kyi M. I., Pavlovs'kyi Yu. V., Tsmots' V. M., Kabaldin O. M. Influence of doping by the isovalent lead impurity on the parameters of n-silicon // *Ukr. J. Phys.* – 2005. – Vol. 50, No. 5. – P. 492-496.
11. David M. L., Simoen E., Claeys C., Neimash V., Kras'ko M., Kraitchinskii A., Voytovych V., Kabaldin A., Barbot J. F. On the effect of lead on irradiation induced defects in Silicon // *Solid State Phenomena.* – 2005. – Vol. 108-109. – P 373-378.
12. David M.-L., Simoen E., Claeys C., Neimash V., Kras'ko M., Kraitchinski A., Voytovuch V., Tishchenko V., Barbot J. F. Radiation-Induced Deep Levels in Lead- and Tin-Doped n-Type Czochralski Silicon. High Purity Silicon VIII. Proceedings of the International Symposium. Editors C. L. Claeys, M. Watanabe, R. Falster, P. Stallhofer. Proceedings Volume 2004-05. THE ELECTROCHEMICAL SOCIETY, INC. 65 South Main St., Pennington, NJ 08534-2839, USA
13. Christopoulos S-R. G., Parfitt D., Sgourou E. N., Londos C. A., Vovk R. V., Chroneos A. Controlling A-center concentration in silicon through isovalent doping: Mass action analysis // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics.* – 2016. Vol. 27 (5). – P. 4385-4391.
14. Londos C. A., Sgourou E. N., Chroneos A. Defect engineering of the oxygen-vacancy clusters formation in electron irradiated silicon by isovalent doping: An infrared perspective // *J. Appl. Phys.* – 2012. – Vol 112. – P. 123517.
15. Londos C. A., Aliprantis D., Sgourou E. N., Chroneos A., Pochet P. Formation and evolution of oxygen-vacancy clusters in lead and tin doped silicon // *Journal of Applied Physics.* – 2012. Vol. 111. – P. 123508.
16. Londos C. A., Angeletos T., Sgourou E. N., Chroneos A. Engineering VO, CiOi and CiCs defects in irradiated Si through Ge and Pb doping // *J. Mater. Sci.: Mater Electron.* – 2015. Vol. 26. – P. 2248–2256.
17. Bytkin S. V., Kritskaya T. V. Comparative analysis of the radiation defects accumulation in n-Si and n-SiGe, used for the discrete thyristors manufacturing on the initial stage of irradiation, using estimation of the probability of A-, E-, K-centers formation. // 25th International Conference on Defects in Semiconductors, St. Petersburg, Russia, July 20-24, 2009 Book of Abstracts. - P. 193-194.
18. Byitkin S. V., Kritskaya T.V. Modelirovanie protsessa nakopleniya radiatsionnykh defektov v protsesse oblucheniya monokristallov Si <P> i Si <P, Ge> // *Metalurgiya. Zbirnyk naukovykh prats Zaporizhskoi derzhavnii inzhenernoi akademii*, vyp. 1(21). Zaporizhzhia, 2010. – P. 116-125.
19. Byitkin S. V., Kritskaya T. V. Modelirovanie S-obraznogo protsessa nakopleniya A- i E-tsentrov v izovalentno legirovannom germaniem kremnii v srede Statistica i MathCAD // «Suchasni problemy metalurgii». – 2018, No. 21, vypusk 1. – P. 29-35.
20. Hirunen L. I., Shahovtsov V.I., Shinkarenko V.K. i dr. Osobennosti protsessov radiatsionnogo defektoobrazovaniya v kristallah Si<Ge> // *FTP.* – 1987. – Vol. 21, vyp. 3. – P. 562-565.
21. Vinetskiy V. L. O kinetike obrazovaniya vtorichnykh radiatsionnykh defektov v polupro-

- vodnikah // FTP. – 1968. – Vol. 2, vyp. 8. – P. 1074-1082.
22. Radiatsiyana fizika: pidruchnyk / L. A. BulavIn, O. P. Dmitrenko, M. P. Kullsh. – K.: Vydavnycho-poligrafichniy tsentr «Kyivskiy universytet», 2010. – 551 p.
23. Londos C. A., Sgourou E. N., Chronos A., Emtsev V. V. Carbon, oxygen and intrinsic defect interactions in germanium-doped silicon // Semicond. Sci. Technol. – 2011. Vol. 26. – P. 105024 (7 pp).
24. Kritskaya T. V. Sovremennyye tendentsii polucheniya kremniya dlya ustroystv elektroniki: monografiya // Zaporozh. gos. inzhener. akad. – Zaporozhie: ZGIA, 2013. – 353 s.
25. Kritskaya T. V., Byitkin S. V. Radiatsionnaya degradatsiya vremeni zhizni neosnovnyih nositeley zaryada v kremnievyyh p⁺-n-strukturah. Metalurgiya. Zbirnyk naukovyyh prats Zaporizhkoï derzhavnoi inzhenernoi akademii, vyp. 1(26). Zaporizhzhya, ZDIA, 2012. – P. 110-116.

PACS: 62.20.-x; 73.61.Le; 73.40.Rw; 77.22.Ch; 77.55.+f

МИКРОТВЕРДОСТЬ ПЛЕНОК МОНОАНТИМОНИДА ТЕРБИЯ

Н. Туркадзе¹, З. Джабуа¹, А. Гигинеишвили¹

¹Грузинский технический университет. Департамент физики,
ул. Коставы, 77, Тбилиси, 0160, Грузия

E-mail: Z.Jabua@hotmail.com

Поступила в редакцию 29.06.2018

Исследована микротвердость тонких кристаллических пленок моноантимонида тербия, приготовленных на различных подложках: плавленный кварц, монокристаллический кремний, ситалл, сапфир. Пленки приготовлены методом дискретного вакуумно-термического испарения, предварительно синтезированного объемного материала. Проведено исследование микротвердости приготовленных пленок на ультрамикротвердомере DUH-211S с индентором Виккерса. Показана, что микротвердость пленок зависит как от глубины индентирования так и от материала подложки.

Ключевые слова: дискретное вакуумно-термическое испарение, микротвердость, моноантимонид тербия, пленка, подложка

MICROHARDNES OF TERBIUM MONOANTIMONIDE FILMS

Nino Turkadze¹, Zaur Jabua¹, Akaki Gigineishvili¹

¹Georgian Technical University. Department of Physics, 77 Kostavy Str., Tbilisi, 0160, Georgia

The microhardness of the thin crystal films of monoantimonide of terbium prepared on various substrates is investigated: fused silica, monocrystal silicon, polycrystalline glass. sapphire. Films are prepared by method of discrete vacuum-thermal evaporation of the beforehand synthesized volume material. The research of a microhardness of the prepared films on an ultra microhardness gage of DUH-211S is conducted by Vickers's indenter. It is shown that the microhardness of films depends both on depth of a dimpling and on substrate material.

Keywords: discrete vacuum thermal evaporation, microhardness, terbium monoantimonide, film, substrate

МІКРОТВЕРДІСТЬ ПЛІВОК МОНОАНТИМОНІДУ ТЕРБІЮ

Н. Туркадзе¹, З. Джабуа¹, А. Гігінеішвілі¹

¹Грузинський технічний університет. Департамент фізики,
вул. Костави, 77, Тбілісі, 0160, Грузія

Досліджено мікротвердість тонких кристалічних плівок моноантимоніду тербію, приготовлених на різних підкладках: плавлений кварц, монокристалічний кремній, ситалл, сапфір. Плівки приготовлені методом дискретного вакуумно-термічного випаровування, попередньо синтезованого об'ємного матеріалу. Проведено дослідження мікротвердості приготовлених плівок на ультрамікротвердомірі DUH-211S з індентором Віккерса. Доведено, що мікротвердість плівок залежить як від глибини індентування так і від матеріалу підкладки.

Ключові слова: дискретне вакуумно-термічне випаровування, мікротвердість, моноантимонід тербію, плівка, підкладка

ORCID IDs

Nino Turkadze: <https://orcid.org/0000-0002-3120-8484>

Zaur Jabua: <https://orcid.org/0000-0002-3656-6319>

Akaki Gigineishvili: <https://orcid.org/0000-0002-3461-4516>

1. ВВЕДЕНИЕ

Соединения редкоземельных элементов (РЗЭ) давно привлекают внимание исследователей как с практической, так и теоретической точки зрения [1 – 7], они являются

удобными объектами для исследования фундаментальных явлений физики твердого тела, но не все соединения РЗЭ исследованы достаточно полно, особенно это относится к тонким пленкам. К таким малоисследован-

ным материалам относится TbSb. Известно, что определяющими материалами современной техники и науки являются тонкие пленки, приготовленные конденсацией в вакууме. Их интересным и малоизученным свойством является микротвердость, прочность и т.д. Также нужно отметить, что приближение реальных механических свойств пленок к теоретически расчетным является актуальной проблемой современной физики твердого тела.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТА

В представленной работе исследована микротвердость пленок TbSb, приготовленных методом дискретного вакуумо-термического испарения предварительно синтезированного объемного материала. Подложками для пленок служили плавленый кварц, монокристаллический кремний, ситалл и сапфир в виде пластин с формой прямоугольного параллелепипеда с размерами 15 x 8 x 1 мм. Пленки имели толщину 1,2 мкм. Состав пленок соответствовал стехиометрии – $49,9 \pm 0,1$ ат % Tb и $50,1 \pm 0,1$ ат % Sb. Согласно рентгенографическим и электронографическим исследованиям пленки имели кубическую структуру типа NaCl с параметром решетки $a = 6,15 \pm 0,06$ Å. Согласно Оже-спектральным исследованиям состав пленок по толщине в пределах ошибки эксперимента ($\pm 0,03$ ат %) оставался постоянным, а в соответствии со снимками поверхности пленок во вторичных рентгеновских лучах компоненты распределены равномерно.

В данной работе микротвердость пленок TbSb была измерена на установке марки DUN-211S в режиме нагрузки-разгрузки с использованием индентора Виккерса в диапазоне нагрузки 1 – 1500 мН. Время задержки при максимальной нагрузке составляло 10 сек. А в конце разгрузки – 5 сек. Толщина всех исследованных пленок, напыленных на подложках из кварца, кремния, ситалла и сапфира была одинаковой и составляла 1,2 мкм. Максимальная глубина погружения индентора равнялась 1 мкм, и таким образом она не превышала толщину пленок. Точность измерения была порядка ~ 3 %.

На рис. 1. представлена зависимость микротвердости пленок TbSb, напыленных на различные подложки от глубины погружения индентора. Из рисунка видно, что с увеличением глубины индентирования микротвердость увеличивается. Это увеличение особенно заметно для пленок, напыленных на сапфировой подложке, затем следуют пленки, приготовленные на кремниевой и ситалловой подложках и наконец на кварцевой подложке.

В табл. 1. Приведены данные микротвердости материалов подложки и пленок TbSb.

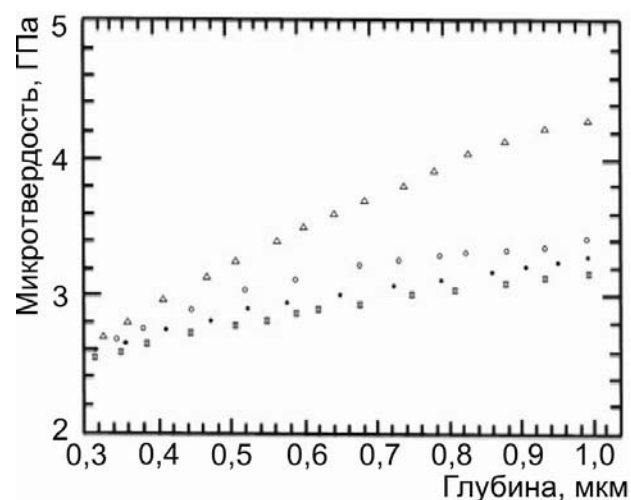


Рис. 1. Зависимость микротвердости пленок TbSb от глубины погружения индентора в подложки из: Δ - сапфира, ° - кремния, • - ситалла, □ - кварца

Из табл. 1 следует, что наименьшую твердость имеет TbSb, а значения микротвердости по увеличению расположены следующем порядке: кварц, кремний, ситалл и сапфир, т. е. твердость TbSb по сравнению с материалами подложки меньше. Таким образом, имеется система «мягкая» пленка «твердая» подложка. Как показали результаты данного измерения в такой системе имеем: чем больше разность твердостей материала пленки и материала подложки тем больше проявляется влияние подложки на твердость пленки. Аналогичные зависимости были замечены для пленок меди на кремниевой подложке [8], для пленок алюминия на стеклянной и кремниевой подложках [9], для пленок серебра на кремниевой подложке [10]. Все данные работ [8 - 10], касаются систем «мягкая» пленка «твердая» подложка.

Таблица 1.
Значения твердости некоторых материалов.

Материал	Значение твердости, 10^9 Па	
Кварц	8,8	[11]
Кремний	11	[12]
Ситалл	8,6	[13]
Сапфир	22,24	[14]
TbSb	2,57	[14]

3. ВЫВОДЫ

Таким образом, показано, что в системе «мягкая» пленка «твердая» подложка, какой является исследованная нами система «TbSb – подложки (кварц, кремний, ситалл, сапфир)» микротвердость пленки увеличивается с увеличением глубины индентирования, и эта зависимость тем ярче проявляется чем больше разность между твердостью подложки и материалом пленки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gasgnier M. Rare Earth Compounds (Oxides, Sulfides, Silicides, Boron, ...) as Thin Films and Crystals // *Phys. Status Solidi A*. – 1989. – Vol. 114, No. 11. – P. 11-71.
2. Кудреватых Н. В., Валегов А. С. Магнетизм редкоземельных металлов и их интерметаллических соединений. – Екатеринбург. Издательство Уральского университета. – 2015. – 196 с.
3. Verna A. S. Electronic and optical properties of rare-earth chalcogenides and pnictides // *African physical review*. – 2009. – Vol. 3. – P. 11-29.
4. Джабуа З. У. Синтез и электрические свойства пленок TbSb // *Неорг. мат.* – 2017. – Том. 53, № 7. – С. 1-3.
5. Nakane H., Yamazaki T., Yosizawa S., Numazava T. Specific heat and magnetic properties of GdSb // *Cryocoolers 12*. – 2002. – Part 12. – P. 467-471.
6. Singh S., Singh R. K., Gour A. High pressure phase transition and stability of CeSb, LaSb and LuSb with NaCl-type structure // *International Journal of Modern Physics B (INMPB)*. – 2010. – Vol. 24, issue 18. – P. 3543-3550.
7. Шугуров А. Р., Панин А. В., Оскомов К. В. Особенности определения механических ха-

- рактеристик тонких пленок методом наноиндентирования // *Физика твердого тела*. – 2008. – Том. 50, вып. 6. – С. 1007-1012.
8. Shaohua Chen, Lei liu, Tzuchiang Wang. Investigation of the mechanical properties of thin films by nanoindentation, considering the effects of thickness and different coating-substrate combinations // *Surface and Coatings Tecnology*. – 2005. – Vol. 191. – P. 25-32.
 9. Панин А. В., Шугуров А. Р., Оскомов К. В. Исследование механических свойств тонких пленок Ag на кремниевой подложке методом наноиндентирования // *Физика твердого тела*. – 2005. – Том. 47, вып. 11. – С. 1973-1977.
 10. Лебедева С. И. Микротвердость минералов. – М. – 1977. – 117 с.
 11. Глазов В. М., Вигдорович В. Н. Микротвердость металлов. – М., Металлургиздат. – 1962. – 224 с.
 12. Богородицкий Н. П., Пасынков В. В., Тареев Б. М. Электротехнические материалы: Учебник для вузов. 7-е изд., перераб. и доп. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние. – 1985. – 304 с.
 13. Синани А. Б., Дынкин Н. К., Литвинов Л. А., Коневский П. В., Андреев Е. П. Твердость сапфира в различных кристаллографических направлениях // *Известия Российской академии наук*. – 2009. – Том. 73, № 10. – С. 1463-1465.
 14. Абдусалямова М. Н. Антимониды и висмутиды редкоземельных элементов. Диссертации на соискание ученой степени доктора химических наук. – Свердловск 1987. – 319 с.

REFERENCES

1. Gasgnier M. Rare Earth Compounds (Oxides, Sulfides, Silicides, Boron, ...) as Thin Films and Crystals // *Phys. Status Solidi A*. – 1989. – Vol. 114, No. 11. – P. 11-71.
2. Kudrevatykh N. V., Valegov A. S. Magnetizm redkozemelnyih metallov i ih intermetallicheskih soedineniy. – Ekaterinburg. Izdatelstvo Ural'skogo universiteta. – 2015. – 196 s.
3. Verna A. S. Electronic and optical properties of rare-earth chalcogenides and pnictides // *African physical review*. – 2009. – Vol. 3. – P. 11-29.
4. Jabua Z. U. Sintez i elektricheskie svoystva plenok TbSb // *Neorg. mat.* – 2017. – Tom. 53, № 7. – S. 1-3.
5. Nakane H., Yamazaki T., Yosizawa S., Numazava T. Specific heat and magnetic properties of GdSb // *Cryocoolers 12*. – 2002. – Part 12. – P. 467-471.

6. Singh S., Singh R. K., Gour A. High pressure phase transition and stability of CeSb, LaSb and LuSb with NaCl-type structure // *International Journal of Modern Physics B (INMPB)*. – 2010. – Vol. 24, issue 18. – P. 3543-3550.
7. Shugurov A. R., Panin A. V., Oskomov K. V. Osobnosti opredeleniya mehanicheskikh harakteristik tonkih plenok metodom nanoindentirovaniya // *Fizika tverdogo tela*. – 2008. – Tom. 50, vyp. 6. – S. 1007-1012.
8. Shaohua Chen, Lei liu, Tzuchiang Wang. Investigation of the mechanical properties of thin films by nanoindentation, considering the effects of thickness and different coating-substrate combinations // *Surface and Coatings Technology*. – 2005. – Vol. 191. – P. 25-32.
9. Panin A. V., Shugurov A. R., Oskomov K. V. Issledovanie mehanicheskikh svoystv tonkih plenok Ag na kremnievoy podlojke metodom nanoindentirovaniya // *Fizika tverdogo tela*. – 2005. – Tom. 47, vyp. 11. – S. 1973-1977.
10. Lebedeva S. I. Mikrotverdost mineralov. – M. – 1977. – 117 s.
11. Glazov V. M., Vigdorovich V. N. Mikrotverdost metallov. – M., Metallurgizdat. – 1962. – 224 s.
12. Bogoroditskiy N. P., Pasyukov V. V., Tareev B. M. Elektrotehnicheskie materialy: Uchebnik dlya vuzov. 7-e izd., pererab. i dop. – L.: Energoatomizdat. Leningr. otd-nie. – 1985. – 304 s.
13. Sinani A. B., Dynkin N. K., Litvinov L. A., Konevskiy P. V., Andreev E. P. Tverdost sapfira v razlichnykh kristallograficheskikh napravleniyah // *Izvestiya Rossiyskoy akademii nauk*. – 2009. – Tom. 73, № 10. – S. 1463-1465.
14. Abdusalyamova M. N. Antimonidy i vismutidy redkozemelnykh elementov. Dissertatsiya na soiskanie uchenoy stepeni doktora himicheskikh nauk. – Sverdlovsk 1987. – 319 s.

УДК 536.2, 538.9, 53.06

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА КОНТАКТЕ ПОЛУПРОВОДНИК - ПЛАЗМА ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

З. Хайдаров¹

¹Ферганский политехнический институт, ул. Ферганская, 86, 150107 Фергана, Узбекистан

E-mail: hurshid5704@mail.ru

Поступила в редакцию 27.02.2018

Теоретически рассмотрены особенности плазменных контактов полупроводника в сверхтонкой газоразрядной ячейке, в частности рассмотрена кинетика нарастания потока носителей при включении прямоугольной ступени напряжения. Рассмотрен более сложный случай, когда последовательно со слоем фоточувствительного полупроводника имеется слой распределенного сопротивления, а так же – случай, когда напряжение, подаваемое на газоразрядную ячейку, имеет более сложную форму, чем прямоугольная ступень.

Ключевые слова: плазменные контакты, сверхтонкая газоразрядная ячейка, распределенное сопротивление, прямоугольная ступень напряжения, кинетика нарастания тока, кинетика спада тока.

НЕРІВНОВАЖНІ ПРОЦЕСИ НА КОНТАКТІ НАПІВПРОВІДНИК - ПЛАЗМА ГАЗОВОГО РОЗРЯДУ

З. Хайдаров¹

¹Ферганський політехнічний інститут, вул. Ферганська, 86, 150107 Фергана, Узбекистан

Теоретично розглянуті особливості плазмових контактів напівпровідника в надтонкій газорозрядній комірці, зокрема розглянута динаміка наростання потоку носіїв при включенні прямокутної ступені напруги. Розглянуто складніший випадок, коли послідовно з шаром фоточутливого напівпровідника є шар розподіленого опору, а також випадок, коли напруга, що подається на газорозрядну комірку, має складнішу форму, ніж прямокутна сходи́нка.

Ключові слова: плазмові контакти, надтонка газорозрядна комірка, розподілений опір, прямокутна сходи́нка напруги, кінетика наростання струму, кінетика спаду струму.

NONEQUILIBRIUM PROCESSES IN CONTACT OF SEMICONDUCTOR - GAS DISCHARGE PLASMA

Zokirjon Khaydarov¹

¹Fergana Polytechnic Institute, 86 Fergana Str., 150107 Fergana, Uzbekistan

Theoretically, the features of plasma contacts of a semiconductor in a hyperfine gas-discharge cell are considered, in particular, the kinetics of the growth of the carrier flux is considered when a rectangular voltage stage is included. A more complicated case is considered, in which there is a layer of distributed resistance in series with the layer of the photosensitive semiconductor, and also the case when the voltage applied to the gas-discharge cell has a more complex shape than the rectangular stage.

Keywords: plasma contacts, hyperfine gas-discharge cell, distributed resistance, rectangular voltage stage, kinetics of current increase, kinetics of current decay.

ORCID IDs

Zokirjon Khaydarov: <https://orcid.org/0000-0002-1542-9323>

ВВЕДЕНИЕ

В полупроводниковой фотографической ионизационной камере (ПФИК) [1 – 4] полупроводниковый фотоприемник работает в необычных условиях, тем более если оба электрода являются плазмой газового разряда, то ситуация еще усложняется. В отличие от носителей в металлических электродах,

электроны и ионы плазмы имеют энергию, значительно превышающую равновесную (несколько десятков эВ) и в связи с этим, попадая на поверхность полупроводника, способны вызывать ионизацию, как на поверхности, так и на некотором отдалении от нее в глубине полупроводника. Кроме того, вблизи поверхности возникает тормозное излуче-

© З. Хайдаров, 2018

ние электронов, которое совместно со свечением газового разряда создает поток фотонов на поверхность, вызывающий внешний и внутренний фотоэффекты. Особенность всех указанных факторов возбуждения электронов в полупроводнике носит поверхностный характер. Действительно, электроны с энергией порядка 50 эВ проникают вглубь полупроводника примерно на 50 – 100 ангстрем, ультрафиолетовое и коротковолновое излучения плазмы на 1000 ангстрем, а ионы плазмы – значительно меньше [5]. Таким образом, на границе плазмы газового разряда и полупроводника при прохождении тока образуется значительный поверхностный заряд. При высокой скорости рекомбинации носителей на границе полупроводника с плазмой в случае арсенида галлия (мы для примера рассмотрим этот материал) при обычных условиях влияние ионизации плазмой можно не учитывать. Что касается переизлучения, в случае краевой люминесценции и при излучательных переходах на примесные состояния, то оно может распространяться достаточно далеко вглубь полупроводника.

Цель настоящей работы заключается в том, чтобы теоретически рассматривая переходные процессы нарастания и спада носителей тока с учетом оптической генерации, а также воздействие плазменных токов на фоточувствительность полупроводника получить удовлетворительное представление о свойствах плазменных контактов полупроводника в газоразрядной ячейке ПФИК.

ТЕОРИЯ И ЕЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Сначала рассмотрим наиболее простой случай, когда воздействие носителей тока плазмы распространяется на всю глубину полупроводника. При таком представлении носители вызывают однородную объемную генерацию, пропорциональную фототоку j_c , а также потоку фотоэлектронов $I = j/e = \xi\mu nE$, где μ – подвижность носителей в полупроводнике, n – концентрация фотоносителей, E – напряженность электрического поля, ξ – коэффициент пропорциональности, физический смысл которого будет пояснен ниже. Изменение концентрации неравновесных но-

сителей n во времени описывается уравнением

$$\frac{dn}{dt} = F - \frac{n}{\tau} + \xi\mu n, \quad (1)$$

где F – интенсивность оптической генерации, τ – время жизни неравновесных носителей. В стационарном состоянии для концентрации неравновесных носителей получаем следующую формулу

$$n = F / (1/\tau - \xi\mu E) \quad (2)$$

На рис. 1 приведена зависимость концентрации неравновесных носителей от напряженности приложенного поля $n(E)$ при следующих значениях параметров: $\mu = 500 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$; $F = 10^{14} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$; $\tau = 10^{-7} \text{ с}$; $\xi = 0,1 \text{ см}^{-1}$.

Рассмотрим теперь кинетику нарастания потока при включении прямоугольной ступени напряжения.

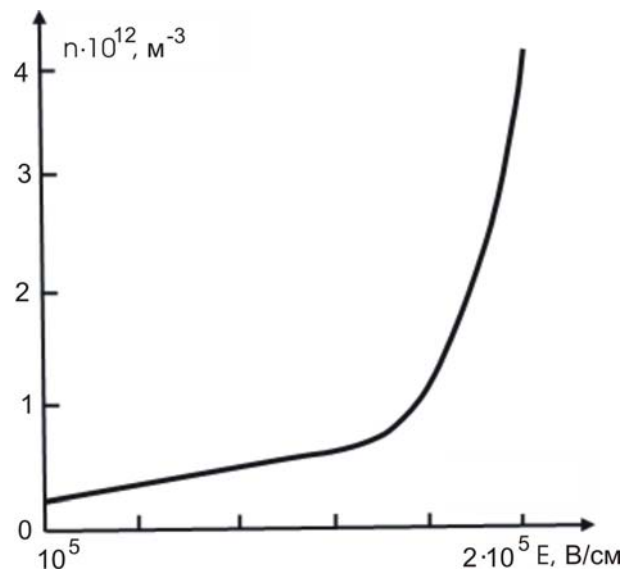


Рис. 1. Зависимость стационарной концентрации от напряженности электрического поля

Решение уравнения (1) при начальном условии ($t = 0, n = F\tau$) выражается формулой

$$n = \frac{F}{\frac{1}{\tau} - \xi\mu E \left\{ 1 - \xi\mu E \tau \exp \left[-t \left(\frac{1}{\tau} - \xi\mu E \right) \right] \right\}}. \quad (3)$$

Отметим характерные особенности полученного решения.

При $E < \frac{1}{\tau} \xi \mu \tau$ формула (3) имеет стационарное решение и при $t \rightarrow \infty$ определяется выражением (2).

При $E > \frac{1}{\tau} \xi \mu \tau$ стационарное решение отсутствует ($n \rightarrow \infty$) и кинетика нарастания тока выражается формулой

$$n = \frac{F}{\xi \mu E - \frac{1}{\tau} \left[\xi \mu E \tau \frac{\exp t}{\tau \left(\xi \mu E - \frac{1}{\tau} \right)} \right]}, \quad (4)$$

описывающей неограниченный экспоненциальный рост концентрации неравновесных носителей заряда с постоянным временем, уменьшающийся пропорционально напряженности электрического поля.

На рис. 2 приведены релаксационные кривые концентрации неравновесных носителей при включении напряжения для трех различных значений интенсивности оптической генерации (1 – $F = 0,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$; 2 – $F = 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$; 3 – $F = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$), построенные по формуле (3) при условии $E < \frac{1}{t} \xi \mu \tau$.

На рис. 3 показаны релаксационные кривые концентрации неравновесных носителей для различных значений напряженности электрического поля (1 – $E = 5 \cdot 10^3 \text{ В/см}$; 2 – $E = 9 \cdot 10^3 \text{ В/см}$; 3 – $E = 10^4 \text{ В/см}$; 4 – $E =$

$5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$; 5 – $E = 5 \cdot 10^6 \text{ В/см}$) и оптической генерации $F = 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, построенные по формулам (3) и (4).

Теперь рассмотрим случай, когда напряжение, подаваемое на систему, имеет более сложную форму, чем прямоугольная ступень. Временная зависимость подаваемого напряжения представлена на рис. 4. В момент времени $t = 0$ напряженность поля имеет величину E_0 , сохраняющуюся до $t = t_0$, после чего оно скачком уменьшается до величины E_1 . Решение для области $0 \leq t \leq t_0$ описывается формулами (3) или (4).

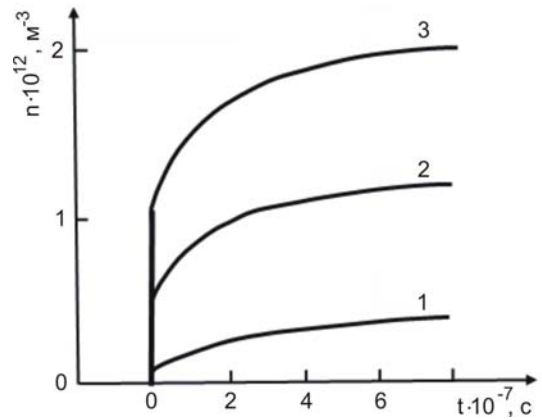


Рис. 2. Релаксация неравновесной концентрации электронов при различных значениях интенсивности оптической генерации

Решение для области $t \geq t_0$ выражается формулой (5) где

$$\Omega_0 = \frac{1}{1/\tau - \xi \mu E_0}, \quad \Omega_1 = \frac{1}{1/\tau - \xi \mu E_1}.$$

$$n = F \Omega_1 \left\{ 1 - \left[1 - \frac{\Omega_0}{\Omega_1} \left(1 - \xi \mu E_0 \tau \exp \left(-\frac{t}{\Omega_0} \right) \right) \right] \exp \left(-\frac{t}{\Omega_1} \right) \right\}, \quad (5)$$

Здесь предполагается, что для области действия напряженности E_0 имеет место отрицательное время жизни ($\xi \mu E_0 > 1/\tau$), а для области действия напряженности E_1 – положительное время жизни ($\xi \mu E_1 < 1/\tau$).

На рис. 5 приведены кривые релаксации, рассчитанные по формуле (5) для значения JSPE, 2018, vol. 3, No. 1

$E_0 = 10^4 \text{ В/см}$ и интенсивности оптической генерации $F = 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, при трех различных значениях ступенчатой напряженности поля E_1 для момента времени $t = t_0(1 - E_1)$: 1 – $E_1 = 800 \text{ В/см}$, 2 – $E_1 = 900 \text{ В/см}$ и 3 – $E_1 = 990 \text{ В/см}$.

Наконец, без построения графиков, рассмотрим случай, более подходящего вида газоразрядной ячейки с полупроводниковым электродом, когда последовательно со слоем фоточувствительного полупроводника имеется слой распределенного сопротивления. В этом случае, очевидно, не может происходить беспредельного увеличения концентрации неравновесных носителей в полупроводнике за счет положительной обратной связи, поскольку напряжение по мере возрастания концентрации будет перераспределяться на резистивный слой.

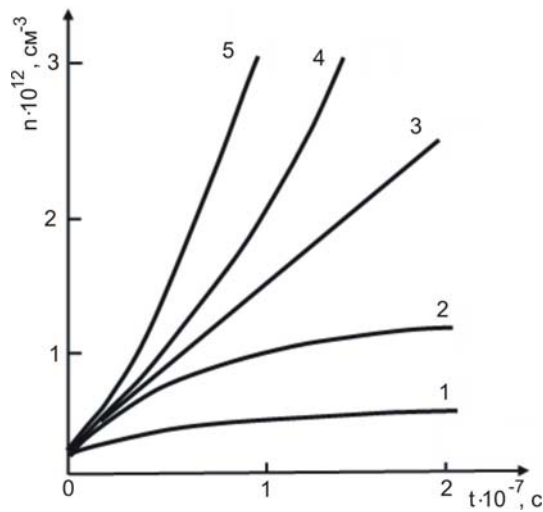


Рис. 3. Кинетика неравновесной концентрации электронов при различных значениях напряженности электрического поля E

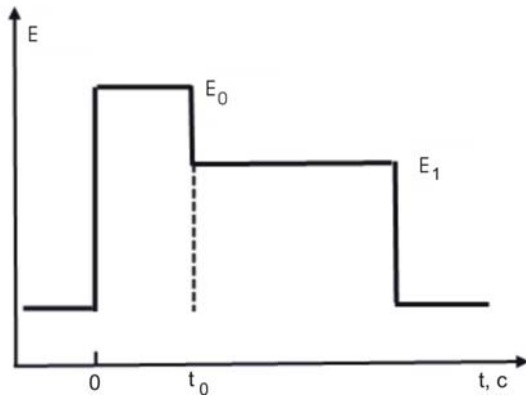


Рис. 4. Форма импульса напряжения

Простейшая задача для этого случая заключается в том, чтобы получить аналитическое выражение для зависимостей плотности тока j от приложенного напряжения в стационарном состоянии, то есть при $t \rightarrow \infty$. Обозначим через U напряжение на последовательно соединенных слоях полупроводни-

ка и резистивного слоя. Расчет дает следующую формулу (6) для $j(U)$, где R – сопротивление резистивного слоя, L – толщина полупроводника.

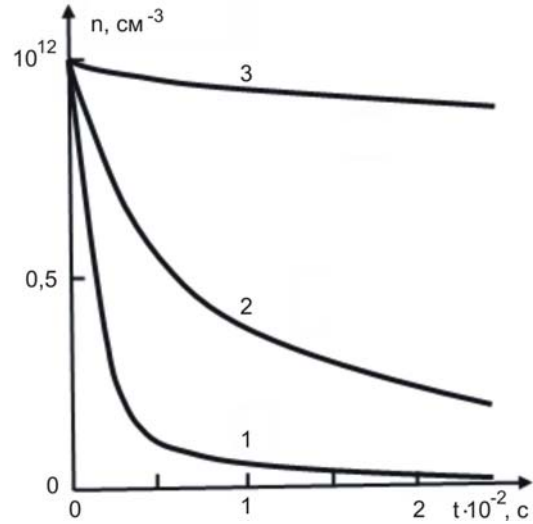


Рис. 5. Спад концентрации электронов во времени при различных значениях E_1 после выключения напряжения E_0

При больших значениях U зависимость (6) переходит в линейную зависимость – $j = U/R$, когда практически все напряжение перераспределяется на резистивный слой и система переходит в нефоточувствительное состояние.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Из графика, приведенного на рис. 1 следует, что стационарное значение концентрации неравновесных носителей резко возрастает и обращается в бесконечность при $\xi\mu E \rightarrow 1/\tau$.

Теперь выясним физический смысл коэффициента пропорциональности ξ . Обозначим $l/\xi = \lambda$ – некоторая эффективная длина, характерная для возбуждающего действия плазменного потока на полупроводник.

Тогда соотношение предела $\xi\mu E \rightarrow 1/\tau$ можно переписать в виде равенства $\lambda = \mu E \tau$ и, следовательно, наибольший эффект воздействия плазменного возбуждения имеет место в том случае, когда длина дрейфового смещения носителей в полупроводнике $L_E = \mu E t_{np}$ становится равной λ . Иначе говоря, когда за время пролета t_{np} неравновесные носители достигают характерной длины λ во вре-

мя жизни τ при увеличении напряженности электрического поля. С учетом времени пролета t_{np} условие $\xi\mu E \rightarrow 1/\tau$ можно записать в виде $\tau = \lambda t_{np}/L$. Это условие формально на-

поминает условие возникновения эксклюзии ($\tau = t_{np}$) с тем отличием, что перед t_{np} стоит множитель λ/L – отношение характерной длины λ к длине образца L .

$$j = \frac{1}{R} \left\{ U - \frac{\frac{\xi\mu}{L}U + \frac{1}{\tau} + \frac{e\mu}{L}RF}{2\frac{\xi\mu}{L}} \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{4U\frac{\xi\mu}{L}\tau}{\left(\frac{\xi\mu}{L}U + \frac{1}{\tau} + \frac{e\mu}{L}RF\right)^2}} \right] \right\} \quad (6)$$

Таким образом, коэффициент пропорциональности ξ в виде характерной длины λ несомненно связан с эффективностью воздействия плазмы. Так, при полной экранировке поверхности полупроводника от такого воздействия $\lambda \rightarrow \infty$ ($\xi = 0$) кинетика неравновесных носителей всегда линейна. При большой эффективности $\xi \geq 1$ увеличение концентрации неравновесных носителей наступает тем раньше, чем меньше λ . Это предположение подтверждается кривыми, приведенными на рис. 2, откуда следует, что стационарная величина концентрации неравновесных носителей пропорциональна освещенности, то есть воздействие плазмы дает линейное усиление фототока с коэффициентом усиления

$$\eta_{ст} = \frac{1}{1 - \xi\mu E\tau} = \frac{1}{1 - \frac{L_E}{\tau}}$$

Поведение релаксационных кривых на рис. 3 можно объяснить следующим образом. Кривые 1 и 2 соответствуют условию

$$E < \frac{\lambda}{\mu\tau} (L_E = \lambda)$$

при котором достигается стационарное состояние. С ростом напряжения начальный наклон кривых увеличивается, а время релаксации к моменту достижения стационарного состояния растет. При $E = \frac{\lambda}{\mu\tau} (L_E = \lambda)$ нарастание следует по прямой линейно неограниченно $n = F\tau(1 + \xi\mu Et)$ (кривая 3). При дальнейшем возрастании $E > \frac{\lambda}{\mu\tau} (L_E > \lambda)$ релаксация переходит в нарастающую экспоненту (кривые 4, 5) с характеристической

постоянной времени, уменьшающейся с ростом E .

Полученные зависимости формально можно трактовать в терминах эффективного времени жизни, следующим образом – $1/\tau_{эф} = 1/\tau - \xi\mu E$. Поскольку темп генерации, вызываемый воздействием плазмы на полупроводник, оказывается пропорциональным мгновенному значению концентрации носителей, то эта генерация сводится к увеличению эффективного времени жизни носителей с возрастанием электрического поля. Для кривых 1 и 2 имеет место положительное время жизни, увеличивающееся с ростом E . При $1/\tau = \xi\mu E$ эффективное время жизни становится равным бесконечности, и релаксационная кривая соответствует неограниченно возрастающей прямой с наклоном, равным темпу оптической генерации F . Наконец, при $E > \frac{\lambda}{\mu\tau}$ реализуется система с отрицательным эффективным временем жизни (кривые 4 и 5). Начальный наклон релаксационной кривой может быть представлен выражением

$$\left\{ \frac{dn}{dt} \right\}_{\tau=0} = F\tau\mu E. \quad (7)$$

Коэффициент усиления η для определенного момента времени t_0 (длительность импульса напряжения) может быть выражен формулой

$$\eta_t = \left[\frac{\exp t_0 / \tau \left(\frac{L_E}{\lambda} - 1 \right)}{1 - \frac{\lambda}{L}} \right]. \quad (8)$$

Из кривых, приведенных на рис. 5 следует, что с увеличением ступенчатого напряжения E_I спад концентрации, вызванный действием импульса с напряженностью E_0 , происходит медленнее, а значит и переносимое количество электричества возрастает по сравнению со случаем $E_I = 0$.

Как следует из (3), (4) и (7), начальный темп роста и величина концентрации пропорциональны интенсивности света F , следовательно, и в случае нестационарного режима обеспечивается линейное усиление фототока с коэффициентом усиления η_i , определяемым формулой (8).

Таким образом, плазменные контакты на полупроводнике вызывают своеобразные явления. Справедливости ради необходимо отметить, что закономерности описанного выше качественного механизма концентрации неравновесных носителей тока с плазменными контактами намного сложнее, принимаемых в теории.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хайдаров З., Йулдашев Х. Т. Новый фотографический эффект в сверхтонкой газоразрядной ячейке с полупроводниковым электродом // Прикладная физика. – 2016. – № 5. – С. 75-80.
2. Хайдаров З., Йулдашев Х.Т. Высокочувствительная полупроводниковая ионизационная фотографическая камера для инфракрасного диапазона // Прикладная физика. – 2017. – № 1. – С. 65-68.
3. Касымов Ш. С., Парицкий Л. Г., Хайдаров З., Хамидов В. О., Отажонов С. М. О возможности усиления фототока плазмы газового разряда в преобразователях изображений ионизационного типа // Физическая инженерия поверхности. – 2010. – Т. 8, № 3. – С. 214-221.
4. Касымов Ш. С., Хайдаров З., Хамидов В. О., Йулдашев Х. Т., Отажонов С. М. Исследование влияния токового усиления на фотографические и выходные характеристики преобразователя изображений ионизационного типа // Физическая инженерия поверхности. – 2011. – Т. 9, № 4. – С. 376-379.
5. Агаронов Б. С., Зайналлы А. Х., Лебедева Н. Н., Парицкий Л. Г. О фотоэлектрических свойствах контакта полупроводник-плазма газового разряда // Деп. в ВИНТИ № 3037-76. – 1976, Москва.

REFERENCES

1. Khaydarov Z., Yuldashev Kh. T. Novyy fotograficheskiy effekt v sverkh-tonkoy gazorazryad-noy yacheyke s poluprovodnikovym elektro-dom // Prikladnaya fizika. – 2016. – No. 5. – P. 75-80.
2. Khaydarov Z., Yuldashev Kh. T. Vysokochuvstvitelnaya poluprovodnikovaya ionizatsionnaya fotograficheskaya kamera dlya infrakrasnogo diapazona // Prikladnaya fizika. – 2017. – No. 1. – P. 65-68.
3. Kasymov Sh. S., Paritskiy L. G., Khaydarov Z., Khamidov V. O., Otazhonov S. M. O vozmozhnosti usileniya fototoka plazmy gazovogo razryada v preobrazovatelyakh izobrazheniy ionizatsionnogo tipa // Fizicheskaya inzheneriya poverkhnosti. – 2010. – Vol. 8, No. 3. – P. 214-221.
4. Kasymov Sh. S., Khaydarov Z., Khamidov V. O., Yuldashev Kh. T., Otazhonov S. M. Issledovaniye vliyaniya tokovogo usileniya na fotograficheskiye i vykhodnyye kharakteristiki preobrazovatelya izobrazheniy ionizatsionnogo tipa // Fizicheskaya inzheneriya poverkhnosti. – 2011. – Vol. 9, No. 4. – P. 376-379.
5. Agaronov B. S., Zaynally A. Kh., Lebedeva N. N., Paritskiy L. G. O fotoelektricheskikh svoystvakh kontakta poluprovodnik-plazma gazovogo razryada // Dep. v VINITI No. 3037-76. – 1976. Moskva.

УДК 536.2, 538.9, 53.06

ВПЛИВ ТРИВАЛОГО РЕНТГЕНІВСЬКОГО ОПРОМІНЕННЯ НА СТРУКТУРУ ТА ЕЛЕКТРОННІ ПЕРЕХОДИ ПОЛІСЬКОГО БУРШТИНУ ТА КВАРЦОВОГО СКЛА

І. Мисюра¹, С. Кононенко¹, В. Журенко¹, О. Калантар'ян¹, Р. Скиба¹

¹Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, майдан Свободи, 4, 61022 Харків, Україна

E-mail: logic0905@gmail.com

Надійшла до редакції 28.03.2018

У роботі вивчався вплив довготривалого опромінення рентгенівськими квантами з енергіями до 60 кеВ на структуру та електронні переходи поліського бурштину та кварцового скла. Методом рентгенівського дифракційного аналізу встановлено, що зразки мають аморфну структуру без кристалічних включень. Тривале опромінення поліського бурштину та кварцового скла (поглинена доза до 2800 рентген) не призвело до помітних змін дифрактограм. Електронні переходи було досліджено методом оптичної спектроскопії. Спектр люмінесценції кварцового скла не змінювався під час рентгенівського опромінення на відміну від спектру бурштину. Інтенсивність світла, яке пов'язано з релаксацією електронного переходу в бурштині з енергією 2.7 еВ, суттєво зменшувалась, а для переходу з енергією 2.25 еВ – майже не змінювалася.

Ключові слова: структура, електронний перехід, фотолюмінесценція, рентгенолюмінесценція, рентгенівський дифракційний аналіз.

THE INFLUENCE OF LONG TIME X-RAY IRRADIATION ON STRUCTURE AND ELECTRONIC TRANSITIONS OF POLESKIY AMBER AND SILICA

Illia Mysiura¹, Sergiy Kononenko¹, Vitaliy Zhurenko¹, Oganess Kalantaryan¹, Ruslan Skiba¹

¹V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody Sqr., 61022 Kharkiv, Ukraine

The paper deals with the effect of long-term X-ray irradiation with energies up to 60 keV on the structure and electronic transitions of poleskiy amber and silica. X-ray diffraction analysis showed that the samples had an amorphous structure without crystalline inclusions. Long-time irradiation of poleskiy amber and silica samples (absorbed dose of up to 2800 roentgens) did not lead to noticeable changes in the X-ray diffraction patterns. Electronic transitions were studied by luminescence spectrum analysis. The luminescence spectrum of silica did not change during x-ray irradiation, in contrast to the amber case. The intensity of amber light, which is associated with relaxation of electronic transition with an energy of 2.7 eV, decreased substantially, while it almost did not change for the transition with an energy of 2.25 eV.

Keywords: structure, electron transition, photoluminescence, X-ray luminescence, XRD.

ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА СТРУКТУРУ И ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПОЛЕССКОГО ЯНТАРЯ И КВАРЦОВОГО СТЕКЛА

И. Мисюра¹, С. Кононенко¹, В. Журенко¹, О. Калантарьян¹, Р. Скиба¹

¹Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, площадь Свободы, 4, 61022 Харьков, Украина

В работе изучалось влияние длительного облучения рентгеновскими квантами с энергиями до 60 кэВ на электронные переходы и структуру полесского янтаря и кварцевого стекла. Методом рентгеновского дифракционного анализа установлено, что образцы имеют аморфную структуру без кристаллических включений. Длительное облучение полесского янтаря и кварцевого стекла (поглощенная доза до 2800 рентген) не привело к заметным изменениям дифрактограм. Электронные переходы были исследованы методом анализа спектров люминесценции. Спектр люминесценции кварцевого стекла не менялся во время рентгеновского облучения в отличие от

спектра янтаря. Інтенсивність света, который связан с релаксацией электронного перехода в янтаре с энергией 2.7 эВ, существенно уменьшалась, а для перехода с энергией 2.25 эВ - почти не менялась.

Ключевые слова: структура, электронный переход, фотолюминесценция, рентгенолюминесценция, рентгеновский дифракционный анализ.

ORCID IDs

Iliia Mysiura: <https://orcid.org/0000-0002-1401-6412>

Sergiy Kononenko: <https://orcid.org/0000-0001-6060-2589>

Vitaliy Zhurenko: <https://orcid.org/0000-0002-4738-094X>

Oganes Kalantaryan: <https://orcid.org/0000-0002-5625-6908>

Ruslan Skiba: <https://orcid.org/0000-0003-0807-893X>

ВСТУП

З давніх часів бурштин викликав інтерес через свою красу в ювелірних [1] та інших виробках, потім як матеріал оптичних елементів, а з розвитком електротехніки як діелектрик. Ця речовина є природним полімером, що утворився через скам'яніння смол деяких рослин протягом десятків мільйонів років [2]. Бурштин являє собою складну суміш органічних молекул і неорганічних сполук. Властивості зразків бурштин у залежності від умов його утворення (температури, тиску та вологості навколишніх порід) [3]. Цей мінерал має ряд науково-технічних застосувань, але найчастіше він використовується для виготовлення коштовних виробів та в якості сировини для лаку та кислоти. До 1970-х років бурштин активно використовувався як один з найкращих ізоляторів, наприклад, в умовах високої напруги та в електрометричних вимірюваннях [1, 4, 5]. Сьогодні бурштин не втратив актуальності, оскільки з'явилися нові напрямки його застосування, наприклад в медицині як компонент фармацевтики [6] та домішка під час виготовлення волокон тканин з антисептичними властивостями [7]).

Завдяки широкому застосуванню бурштин викликає значний інтерес науковців, які зосереджують свою увагу на дослідженнях його властивостей. По-перше, це його «полімерні властивості» (температура скління, енергія активації та динамічна крихкість) [8]. Багато досліджень бурштин стосуються фізичних властивостей та його хімічного складу залежно від геологічного походження. Іноді це пов'язано з отриманням нової інформації щодо археологічних артефактів (див., наприклад, [9]).

Для аналізу бурштин використовували мас-спектрометрію [10], піролізну газову хроматографічну мас-спектрометрію [11, 12].

Ряд фізичних та хімічних властивостей бурштин добре вивчені (див., наприклад, [3]), але інформація щодо його оптичних характеристик дуже фрагментарна. Для ідентифікації сполук бурштин було застосовано ІЧ спектроскопію [2, 13, 14]. Під час детального вивчення структури бурштин також застосовують метод рентгенівської дифракційної спектроскопії. Так для зразків балтійського бурштин [15] встановлено його аморфний характер.

Люмінесцентні методи завжди були критерієм встановлення автентичності бурштин [16]. Вони дають нам інформацію про квантові переходи з характерними енергіями в діапазоні від 1.5 до 5 еВ (ІЧ-спектроскопія має справу з енергіями меншими за 0.5 еВ). Дані люмінесцентного аналізу бурштин отримано лише для окремих зразків з різних регіонів походження: домініканського [2, 17], мексиканського [7], балтійського [8], бірманського [18], польського [19] та українського (поліського) [20].

Слід зазначити, що згадані вище дослідження присвячені переважно вимірюванням фотолюмінесценції, але практично відсутні дані стосовно емісії світла під дією рентгенівського випромінювання. Рентгенівські фотони мають значно більшу енергію, ніж УФ-випромінювання, що може призвести не тільки до збудження електронних переходів у зразку, але й до змін структури енергетичних рівнів та молекулярних зв'язків.

У ряді робіт методами піролізу визначали хімічний склад зразків бурштин [9, 12]. Серед цих речовин бензен, толуол, мезитилен, N-метил-поліпролідон та інші вуглеводні. Ці речовини можуть об'єднуватись у молекули з масою до 200000 [9]. Через складну структуру бурштин досить важко ідентифікувати які молекули чи атоми відповідають за пере-

ходи, що рееструються у разі фото- та рентгенолюмінесценції.

У нашій попередній роботі було встановлено наявність двох електронних переходів у поліському бурштині, які були джерелами випромінювання світла в оптичному діапазоні [21]. Положення максимумів інтенсивності спектральних смуг світла відрізнялися для різних типів збуджуючого випромінювання. У разі збудження електронних переходів УФ випромінюванням ці енергії дорівнювали 2.5 та 2.95 еВ, а рентгеновськими квантами – 2.25 та 2.7 еВ, відповідно [21].

Аморфні тіла (полімери та скло) часто використовують в умовах дії іонізуючого випромінювання. Радіаційний вплив на тверді тіла призводить до змін у їх структурі. Бомбардування важкими частинками призводить до утворення дефектів, як кристалічної структури, так і електронної підсистеми. Фотони впливають тільки на електронні зв'язки та збудження. Довготривале рентгеновське випромінювання може по-різному впливати на аморфні органічні та неорганічні речовини через різницю у їх структурі.

У даній роботі вивчалися зміни структури та енергій електронних переходів аморфних речовин, таких як поліський бурштин та кварцове скло під дією довготривалого опромінення рентгеновськими квантами з енергіями до 60 кеВ.

ЕКСПЕРИМЕНТ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Для проведення експериментальних досліджень було підготовлено зразок методом вирізання з цільного шматка поліського бурштину та подальшим шліфуванням поверхні. На вигляд поверхня зразка бурштину однорідна та гладка, відсутні помітні вкраплення. Також ми досліджували кварцове скло типу КВ-1 у формі диску діаметром 20 мм та товщиною 1 мм.

Опромінення зразків рентгеновськими фотонами з енергіями до 60 кеВ проводили на установці, детальний опис якої приведено в роботі [22]. Кожен цикл опромінення становив 3,15 години (11340 с). Таким чином поглинена доза випромінювання становила приблизно 2800 рентген.

Зовнішній вигляд зразка бурштину після тривалого впливу іонізуючого випромінювання помітно змінився (див. рис. 1). На верхній зразка можна спостерігати зміну кольору області опромінення. На відміну від бурштину кварцове скло після опромінення залишилося без помітних змін.

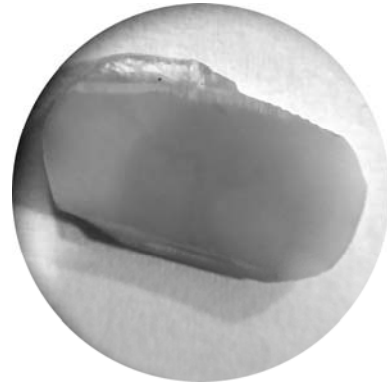


Рис. 1. Зразок поліського бурштину після опромінення рентгеновськими фотонами

Для вивчення структури досліджуваних зразків було проведено їх рентгеновський дифракційний аналіз (РДА) на дифрактометрі ДРОН-4-07 (Cu-K α випромінювання з застосуванням Ni-селективно поглинаючого β -фільтру). На рис. 2 приведено дифрактограму зразка бурштину до опромінення. Він має аморфну структуру з двома широкими гало в області $2\theta \approx 10 - 20^\circ$ та $30 - 50^\circ$. Така структура добре узгоджується з РДА-даними [15], які було отримано для серії зразків балтійського бурштину. Однак на деяких дифрактограмах балтійського бурштину спостерігали слабку лінію в області $2\theta \approx 32^\circ$, що вказувало на присутність вкрапель кварцу. В нашому випадку таких ліній ми не спостерігали. РДА-аналіз зразків бурштину до та після опромінення практично не відрізняються. Таким чином тривале опромінення зразка не призвело до суттєвої зміни його структури.

Аналогічне РДА-дослідження було проведено для кварцового скла КВ-1 до і після рентгеновського опромінення. Дифрактограма для неопроміненого зразку (рис. 3) має дві широкі смуги з максимумами в області $2\theta \approx 12^\circ$ та 22° . Як і у випадку бурштину, подальше опромінення рентгеновськими фотонами з енергіями до 60 кеВ не призвело до помітних змін дифрактограми.

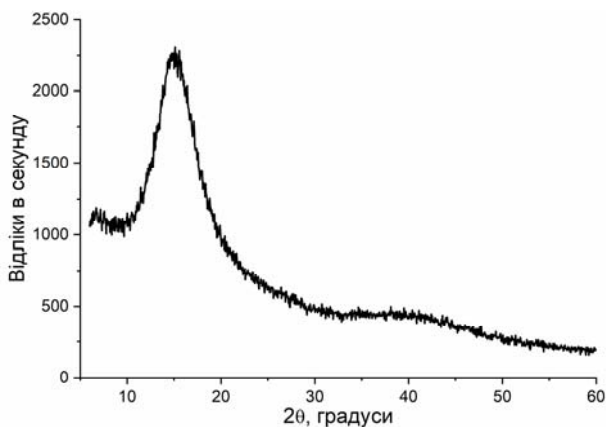


Рис. 2. Дифрактограма поліського бурштину до опромінення

Під час опромінення зразків ми проводили вимірювання оптичних спектрів люмінесценції. На рис. 4 представлені спектри люмінесценції бурштину, яку було збуджено рентгенівським випромінюванням. Інтервал між вимірюваннями спектрів становив 1260 с в умовах безперервного опромінення.

Усі спектри складаються з двох смуг, а їх інтенсивності зменшуються з часом опромінення. Після 7560 с опромінення рентгенівськими фотонами спектри майже не змінюються.

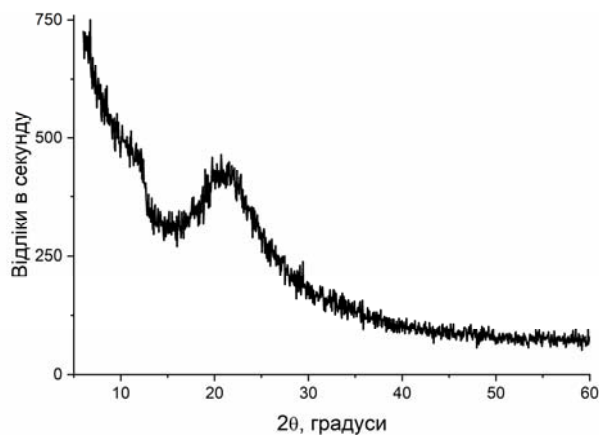


Рис. 3. Дифрактограма кварцового скла KV-1 до опромінення

Для аналізу спектрів, а також встановлення енергії електронних переходів, які дають внесок у сумарну інтенсивність світлового випромінювання, була застосована математична обробка спектрів. Оскільки релаксація збуджених електронних переходів відбувається випадково, то такі процеси описуються функцією Гауса. Апроксимацію спектрів проводили сумою двох піків, що описуються

такими функціями. Це загальновідома методика аналізу спектрів, яку ми також застосовували раніше [21]. Проведені розрахунки показали, що спектри складаються з двох смуг, енергії яких в максимумі мали значення 2.25 ± 0.02 та 2.7 ± 0.05 еВ, відповідно.

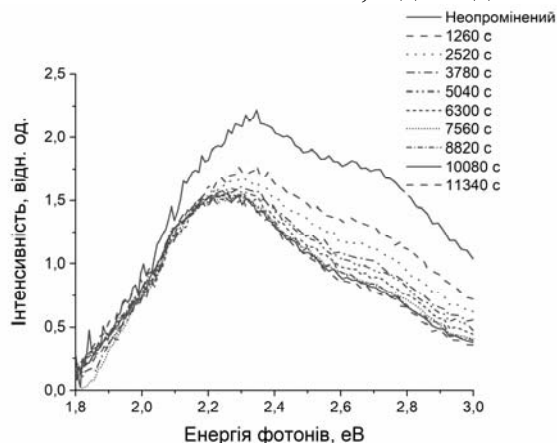


Рис. 4. Оптичні спектри бурштину для різних часів опромінення

На рис. 5 представлена залежність максимумів інтенсивності вищезазначених смуг від часу опромінення. Інтенсивність максимуму смуги з енергією 2.25 еВ зазнає незначної зміни до 1260 с опромінення, а далі залишається практично незмінною. Інтенсивність максимуму смуги 2.7 еВ зменшується понад у два рази. Оскільки зменшення інтенсивності в максимумі цієї смуги подібне до експоненціального, була проведена процедура фітування відповідною функцією (див. рис. 6).

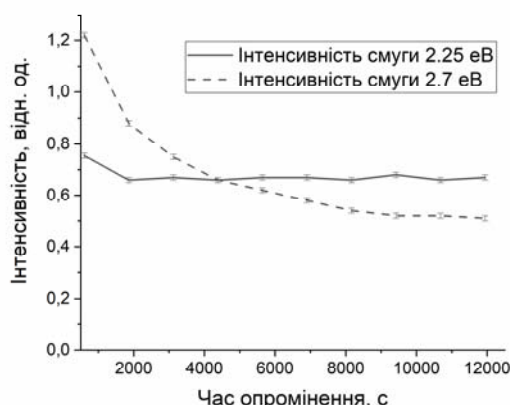


Рис. 5. Зміни інтенсивності максимумів смуг оптичного випромінювання 2.25 та 2.7 еВ з часом

З рисунка видно, що експериментальна дані добре фітуються експоненціальною залежністю. Це свідчить про те, що рентгенів-

ське випромінювання впливає на електронні переходи з максимумами 2.7 еВ.

Обидві виявлені смуги збуджуються рентгенівськими фотонами одночасно. В цьому разі ми не можемо незалежно збуджувати кожен з цих переходів через те, що енергія зазначених фотонів на декілька порядків вища за енергію переходу. Але якщо застосувати УФ випромінювання з енергіями фотонів, які близькі до енергій збудження цих переходів, то можливо з'ясувати залежність або незалежність люмінесценції в отриманих смугах. Для цього була проведена серія експериментів збудження люмінесценції вузькими (± 3 нм) смугами УФ випромінювання в інтервалі довжин хвиль 250 – 400 нм (3.1 – 5 еВ). Було показано, що наявні дві смуги збуджуються незалежно.

Люмінесценція кварцового скла під дією різних іонізуючих випромінювань широко досліджувався як з наукової точки зору, так і у відношенні важливих технічних застосувань (див., наприклад, 23 – 24). Раніше нами було встановлено, що для кварцового скла енергія найбільш вірогідного електронного переходу, збудженого рентгенівським випромінюванням, складає 3,1 еВ на відміну від такої для випадку опромінення іонами 2.7 еВ [22].

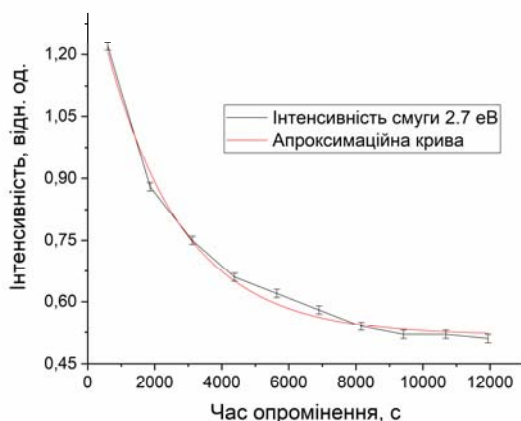


Рис. 6. Фітування залежності інтенсивності смуги 2.7 еВ від часу опромінення

Довготривале рентгенівське опромінення не призводить до змін у спектрах емітованого світла. Кварцове скло має електронну структуру, яка є стійкою до випромінювання з малими питомими втратами (рентгенівське), але у разі опромінення його іонами, які мають на декілька порядків більшу гальмів-

ну здатність, спектр збудження змінюється [24].

ВИСНОВКИ

Проведений рентгеноструктурний аналіз зразків поліського бурштину та кварцового скла продемонстрували, що аморфний характер їх структури не змінюється в результаті довготривалого рентгенівського опромінення з енергіями фотонів до 60 кеВ. Проведено дослідження енергій електронних переходів у поліському бурштині та кварцовому склі у разі такого опромінення методами оптичної спектроскопії. Експериментальні дані для поліського бурштину демонструють наявність двох електронних переходів. Інтенсивність світла, яке емітується при їх релаксації, для обох центрів змінюється з часом по різному: інтенсивність випромінювання з енергією у максимумі 2.7 еВ експоненціально зменшується, а смуга з максимумом 2.25 еВ демонструє незначне її зменшення на початку опромінення без подальших змін. Для зразків кварцового скла KB-1 інтенсивність світла, яке було індуковано рентгенівськими фотонами, практично не змінювалася з часом для усіх енергій в досліджуваному спектральному діапазоні.

REFERENCES

1. Bailey A. G. The Charging of Insulators Surfaces // *J. Electrostat.* – 2001. – 51 – 52. – P. 82-90.
2. Lambert J. B., Poinar G. O. Amber: The Organic Gemstone // *Accounts of Chemical Research.* – 2002. – Vol. 35, No. 8. – P. 628-36. <https://doi.org/10.1021/ar0001970>.
3. Bogdasarov M. A. Mineralogy of Fossil Resins in Northern Eurasia // *Geology of Ore Deposits.* – 2007/ - Vol. 49, No. 7. P. 630-37. <https://doi.org/10.1134/S1075701507070215>.
4. Evans R. D. Technique for the Determination of the Radioactive Content of Liquids // *Review of Scientific Instruments.* – 1933. Vol. 4, No. 4. P. 216. <https://doi.org/10.1063/1.1749104>.
5. Pillai P. K. C., Goel M. Photoelectrets and Their Applications // *Phys. Stat. Sol.* – 1971. – Vol. 9 (A), No. 6: P. 9-23.
6. Guo J., Melançon C. E., Lee H. S., Groff D., Schultz P. G. Evolution of amber suppressor tRNAs for efficient bacterial production of proteins containing nonnatural amino acids //

- Angewandte Chemie – International Edition. – 2009. – 48, no. 48. – P. 9148-51
7. Gaidukovs S., Lyashenko I., Rombovska J., Gaidukova G. Application of Amber Filler for Production of Novel Polyamide Composite Fiber // *Textile Research Journal*. – 2015. – Vol. 86, No. 20. – P. 2127-2139.
8. Li L., Yang X., Gao J., Tian H., Zhao J., Hagfeldt A., Sun L. Highly Efficient CdS Quantum Dot-Sensitized Solar Cells Based on a Modified Polysulfide Electrolyte // *J Am. Chem. Soc.* – 2011. – Vol. 133, No. 22. – P. 8458-60.
9. Pipatmanomai S., Islas C. A., Suelves I., Herod A. A., Dugwell D. R., Kandiyoti R. Pyrolysis of Baltic Amber in a Wire-Mesh Pyrolysis Reactor: Structural Comparison of the Tars with Amber Extracts in NMP // *Journal of Analytical and Applied Pyrolysis*. – 2001. – Vol. 58-59. – P. 299-313.
10. Mills J. S., White R., Gough L. J. The Chemical Composition of Baltic Amber // *Chemical Geology*. – 1984. – Vol. 47, No. 1-2. P. 15-39.
11. Bellani V., Giulotto E., Linati L., Sacchi D. Origin of the Blue Fluorescence in Dominican Amber // *J. Applied Phys.* – 2005. – Vol. 97. – P. 016101.
12. Shedrinsky A. M., Grimaldi D. A., Boon J. J., Baer N. S. Application of Pyrolysis-Gas Chromatography and Pyrolysis-Gas Chromatography/Mass Spectrometry to the Unmasking of Amber Forgeries // *Journal of Analytical and Applied Pyrolysis*. – 1993. Vol. 25, No. – P. 77-95.
13. Vandennebee P., Grimaldi D. M., Edwards H. G. M., Moens L. Raman Spectroscopy of Different Types of Mexican Copal Resins // *Spectrochimica Acta - Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*. – 2003. – Vol. 59, No. 10. – P. 2221-29.
14. Beck C W. Spectroscopic Investigations of Amber // *Applied Spectroscopy Reviews*. – 1986. – Vol. 22, No. 1. – P. 57-110.
<https://doi.org/10.1080/05704928608060438>.
15. Pakutinskiene I., Kiuberis J., Bezdicka P., Senvaitiene J., Kareiva A. Analytical Characterization of Baltic Amber by FTIR, XRD and SEM // *Canadian Journal of Analytical Sciences and Spectroscopy*. – 2007. – Vol. 52, No. 5. – P. 297-304.
16. Savkevich S. Physics Chemistry Physical Methods Used to Determine the Geological Origin of Amber and Other Fossil Resins; Some Critical Remarks // *Phys. Chem. Minerals*. – 1981. Vol. 7. – P. 1-4.
17. Lambert L. B., Frye J. S., Poinar G.O. Amber From The Dominican Republic: Analysis By Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy // *Archaeometry*. – 1985. – Vol. 27, No. 43. – P. 1-4.
18. Sun T. T., Kleismantas A., Nyunt T. T. et al. Burmese amber from Hti Lin // 34-th IGC2015-Vilnius, Lithuania, 2015.
19. Czechowski F., Simoneit B. R. T., Sachanbinski M., Chojcan J., Wolowiec S. Physicochemical Structural Characterization of Ambers from Deposits in Poland // *Applied Geochemistry*. – 1996. Vol. 11, No. 6. – P. 811-834.
[https://doi.org/10.1016/S0883-2927\(96\)00046-7](https://doi.org/10.1016/S0883-2927(96)00046-7)
20. Koltovoi N. A., Matsui B. M. Fluorescence Methods for Studying Amber // 48 Proceedings of the National Museum of Natural History. – 2013. Vol. 11. – P. 43-48.
21. Mysiura, I., Kalantaryan O., Kononenko S., Zhurenko V., Chishkala V., Azarenkov M. Ukrainian Amber Luminescence Induced by X-Rays and Ultraviolet Radiation // *Journal of Luminescence*. - 2017 Vol. 188. – P. 319-322.
<https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2017.04.045>.
22. Mysiura I., Kalantaryan O., Kononenko S., Zhurenko V., Skiba R., Avotin S., Rokhmanov N. Luminescence of quartz glass induced by X-rays // *Journal of Surface Physics and Engineering*. – 2016. Vol. 1, No. 3. – P. 282-88.
23. Salh R. Defect Related Luminescence in Silicon Dioxide Network: A Review // *Crystalline Silicon: Properties and Uses*. - 2011. – P. 135-172.
<https://doi.org/10.5772/35404>.
24. Zhurenko V., Kalantaryan O., Kononenko S., Mysiura I., Barannik E. Influence of He⁺ Long-Time Irradiation on Silica Luminescence Spectrum // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. – 2017. Vol. 407. – P. 5-9.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.05.038>.

Тематичні напрямки:

- фізика поверхні – модифікації, покриття, плівки, приповерхневі і перехідні шари різних видів, як результат впливу плазми, корпускулярно-фотонних потоків і випромінювання;
- взаємодія різноманітних видів випромінювання з поверхнями металів, напівпровідників, діелектриків;
- фізика і техніка низькотемпературної плазми;
- фізика і техніка лазерів;
- фізичні властивості плівок і покриттів;
- нанофізика, мікро- і нанотехнології, мікро- та наноелектроніка;
- фізичні та технічні аспекти сучасних технологій обробки поверхні, діагностики і контролю технологічних процесів.

Topic directions:

- surface physics – modifications, coatings, films, near-surface and transient layers of different kinds, as outcome of influencing of plasma, corpuscular-photon flows and radiation;
- interaction of miscellaneous kinds of radiation with surfaces of metals, semiconductors, dielectrics;
- physics and engineering of low-temperature plasma;
- physics and engineering of lasers;
- physical characteristics of films and coatings;
- nanophysics, micro- and nanotechnologies, micro- and nanoelectronics;
- physical and engineering aspects of modern technologies of surfacing, diagnostic and control of technological processes.

Тематические направления:

- физика поверхности – модификации, покрытия, пленки, приповерхностные и переходные слои различных видов, как результат воздействия плазмы, корпускулярно-фотонных потоков и излучения;
- взаимодействие разнообразных видов излучения с поверхностями металлов, полупроводников, диэлектриков;
- физика и техника низкотемпературной плазмы;
- физика и техника лазеров;
- физические свойства пленок и покрытий;
- нанофизика, микро- и нанотехнологии, микро- и наноэлектроника;
- физические и технические аспекты современных технологий обработки поверхности, диагностики и контроля технологических процессов.

Наукове видання
Журнал фізики та інженерії поверхні
Том 3, № 2, 2018

Українською, російською та англійською мовами

Комп'ютерне верстання: Турбін П. В.
Макет обкладинки: Скіпенко К. В.

Підписано до друку 23.01.2019 р. Формат 60 × 84/8. Папір офсетний. Друк ризографічний.
Ум. друк. арк. 5,1. Обл.-вид. арк. 6,2. Наклад 60 пр. Зам. № Безкоштовно

61022, м. Харків, майдан Свободи, 6.
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна,
Науковий фізико-технологічний центр МОН і НАН України

Надруковано: ХНУ імені В. Н. Каразіна,
61022, Харків, майдан Свободи, 4.
Видавництво
Тел. 705-24-32
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3367 від 13.01.09