

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
СХІДНОЄВРОПЕЙСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ ЛЕСІ УКРАЇНКИ, УКРАЇНА
АКАДЕМІЯ ІМ. ЯНА ДЛУГОША В ЧЕНСТОХОВІ, ПОЛЬЩА
ЧЕНСТОХОВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ, ПОЛЬЩА



«АКТУАЛЬНІ ПРОБЛЕМИ ФУНДАМЕНТАЛЬНИХ І ПРИКЛАДНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ»

Матеріали Міжнародної інтернет-конференції молодих учених та студентів

Конференція проводиться за підтримки Міністерства освіти і науки України
(Держбюджетна тема «Нелінійно-оптичні пристрої керовані зовнішнім оптичним
полем» РК0115U002348)

Луцьк, Україна, 19-20 травня 2016 року

**THE MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE OF UKRAINE
LESYA UKRAINKA EASTERN EUROPEAN NATIONAL UNIVERSITY, UKRAINE
JAN DLUGOSZ ACADEMY IN CZESTOCHOWA, POLAND
CZESTOCHOWA UNIVERSITY OF TECHNOLOGY, POLAND**



«TOPICAL ISSUES OF FUNDAMENTAL AND APPLIED STUDIES»

**International internet conference for young researchers and students
Book of abstracts**

**Conference is sponsored by the Ministry of Education and Science of Ukraine (State
budget theme «Nonlinear optical equipment operated by outer optical field»
RK0115U002348)**

Lutsk, Ukraine, May 19-20, 2016

УДК 53(063)+004(063)
ББК 22.3я431+32.97я431
А-43

Конференція проведена за підтримки Міністерства освіти і науки України (Держбюджетна тема «Нелінійно-оптичні пристрої керовані зовнішнім оптичним полем» РК0115U002348)

Редакційна колегія:

Сергій Федосов – доктор фізико-математичних наук, завідувач кафедри експериментальної фізики та інформаційно-вимірювальних технологій, Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, Україна

Галина Мирончук – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри експериментальної фізики та інформаційно-вимірювальних технологій, Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, Україна

Олег Парасюк – кандидат хімічних наук, декан хімічного факультету, Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, Україна

Жолт Кормош – кандидат хімічних наук, професор, завідувач кафедри аналітичної хімії і екотехнологій, Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, Україна

Дмитро Захарчук – кандидат фізико-математичних наук, доцент, завідувач кафедри фізики і електротехніки, Луцький національний технічний університет, Україна

Michał Piasecki – доктор кафедри теоретичної фізики, Академія ім. Яна Длугоша в Ченстохові, Польща

Iwan Kityk – доктор наук, професор факультету електротехніки, Ченстоховський політехнічний університет, Польща

А-43 **Актуальні проблеми фундаментальних і прикладних досліджень : матеріали Міжнар. інтернет-конф. молодих учених та студентів (19-20 трав. 2016 р.) = Proceedings of International internet conference for young researchers and students (May 19-20, 2016) / за заг. ред. С. Федосова, Г. Мирончук. – Луцьк : Вежа-Друк, 2016. – 100 с.**

У виданні вміщено матеріали наукових досліджень учасників Міжнародної інтернет-конференції молодих учених та студентів «Актуальні проблеми фундаментальних і прикладних досліджень».

Розкрито деякі актуальні питання розробки та використання автоматизованих систем збору даних та керування, комп'ютерного моделювання, фізико-технічних проблем матеріалознавства, фізики конденсованого стану, наукових принципів створення нових аналітичних систем та одержання та властивостей твердотільних матеріалів. Рекомендовано науковцям, викладачам, аспірантам та студентам.

**УДК 53(063)+004(063)
ББК 22.3я431+32.97я431**

ЗМІСТ

АВТОМАТИЗОВАНІ СИСТЕМИ ЗБОРУ ДАНИХ ТА КЕРУВАННЯ AUTOMATED SYSTEMS OF DATA COLLECTION AND MANAGEMENT

Баховський П.Ф., Євсюк М.М.

ДЕЯКІ АСПЕКТИ ОПЕРАТИВНОГО УПРАВЛІННЯ ПОТОКАМИ У МОБІЛЬНИХ
ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙНИХ МЕРЕЖАХ ІЗ ВИКОРИСТАННЯМ ТЕХНОЛОГІЇ
КОМУТАЦІЇ КАНАЛІВ.....8

Субтельний М.М.

ВИКОРИСТАННЯ РОТОРА ОНІПКА ДЛЯ ВІТРОГЕНЕРАТОРІВ 10

КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ COMPUTER MODELING

Головіна Н.А., Сергійчук І.І., Фісюк О.Р.

МОДЕЛЮВАННЯ ІНФОРМАЦІЙНОЇ МЕРЕЖІ З ДОПОМОГОЮ ГРАФІВ..... 12

Головіна Н.А., Татарин О.Б., Яневич В.В.

МОДЕЛЮВАННЯ РОБОТИ ПОРШНЕВОГО ВАКУУМНОГО НАСОСА 14

Грицук Ю.В., Шилін І.В., Грицук В.Ю.

МОДЕЛЮВАННЯ ДОРОЖНИХ УМОВ В ДИНАМІЧНИХ СИСТЕМАХ
«АВТОМОБІЛЬ-ДОРОГА» ТА «ДОРОГА-АВТОМОБІЛЬ»..... 16

ФІЗИКО-ТЕХНІЧНІ ПРОБЛЕМИ МАТЕРІАЛОЗНАВСТВА PHYSICAL AND TECHNICAL ASPECTS OF MATERIALS SCIENCE

Гаращенко О.В., Гаращенко В.І.

НОВІ МАТЕРІАЛИ ДЛЯ ФІЛЬТР-МАТРИЦЬ МАГНІТНИХ ФІЛЬТРІВ 19

Колядюк П.В.

ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ПИТОМОГО ОПОРУ В МАТЕРІАЛІ НА
ОСНОВІ СПОЛУКИ SmCo.....21

ФІЗИКА КОНДЕНСОВАНОГО СТАНУ PHYSICS OF THE CONDENSED STATE

P.A. Shchepanskyi, M.Ya. Rudysh, V.Yo. Stadnyk, R.S. Brezvin

STUDY OF PARTIAL ISOMORPHIC SUBSTITUTION ON REFRACTIVE
PARAMETERS OF K₂SO₄ SINGLE CRYSTALS23

Бричка Л.Ф., Лехняк В.В., Шигорін П.П.

ФАЗОВІ ПЕРЕХОДИ В УЛЬТРАХОЛОДНИХ ФЕРМІ-ГАЗАХ 24

Дацюк Ю.С., Дмитрук І.П., Шигорін П.П.

БЕЗЗІТКНЕВА ДИНАМІКА РОЗРІДЖЕНИХ ГАЗІВ ЗА НАЯВНОСТІ БОЗЕ-
КОНДЕНСАТУ27

<i>Лехняк В. В., Шигорін П.П.</i> ФУНКЦІЇ ГРІНА ДЛЯ СИСТЕМ ІЗ ДИСКРЕТНИМ СПЕКТРОМ.....	29
<i>Ліщинська В.М.</i> ТЕОРЕМА М. М. БОГОЛЮБОВА ПРО ОСОБЛИВОСТІ ТИПУ $\frac{1}{q^2}$	32
<i>Павлюк І.С., Шигорін П.П.</i> ЕФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА В ДВОБАР'ЄРНОМУ ТУНЕЛЬНОМУ КОНТАКТІ.....	33
<i>Рудиш М.Я., Щепанский П.А., Стадник В.Й., Брезвін Р.С.</i> ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРНО-СПЕКТРАЛЬНО-БАРИЧИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИСТАЛУ LiNH_4SO_4 α -МОДИФІКАЦІЇ.....	35
<i>Сільчук Н.С.</i> МОДЕЛЮВАННЯ МЕХАНІЗМІВ УТВОРЕННЯ НАНО ТА МІКРОСТРУКТУР В РЕЛАКСАЦІЙНІЙ ОПТИЦІ.....	37
<i>Яхневич М.Я.</i> ЕФЕКТ ААРОНОВА-БОМА В СФЕРИЧНИХ НАНОСИСТЕМАХ.....	39

НАУКОВІ ПРИНЦИПИ СТВОРЕННЯ НОВИХ АНАЛІТИЧНИХ СИСТЕМ SCIENTIFIC PRINCIPLES OF NEW ANALYTICAL SYSTEMS DEVELOPMENT

<i>Волкомурова К. В., Демчук Л. В.</i> ВПЛИВ ІЛЮЗІЇ КРАЙОВОГО КОНТРАСТУ НА ДОСТОВІРНІСТЬ АНАЛІЗУ ГРАФІЧНИХ ОБ'ЄКТІВ.....	41
<i>Гасимова Т.Р.</i> ПРОБЛЕМИ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ ФОТОСТИМУЛЬОВАНОЇ ДИФУЗІЇ В РЕЛАКСАЦІЙНІЙ ОПТИЦІ.....	43
<i>Грохольська І.Ю., Токарська Ю.Ю., Кормош А.Ж., Савчук Т.І., Корольчук С.І., Кормош Ж.О.</i> ВИКОРИСТАННЯ ІОННИХ АСОЦІАТИВ ПРИ ВИЗНАЧЕННІ СИНТЕТИЧНИХ ПІДСОЛОДЖУВАЧІВ	45
<i>Очко Т.Ю., Супрунович С.В., Кормош Ж.О.</i> ХЕМОСЕНСОРИ НА ОСНОВІ СПІРОЦИКЛІЧНИХ РОДАМІНІВ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ Fe(III)	46
<i>Савчук Н.Р., Супрунович С.В., Кормош Ж.О.</i> Cu(II) ІОН-ЧУТЛИВІ ПОТЕНЦІОМЕТРИЧНІ СЕНСОРИ НА ОСНОВІ СПІРОЦИКЛІЧНИХ РОДАМІНІВ	47
<i>Сухан Т.В., Кормош Ж.О.</i> СИНТЕТИЧНІ ГІДРОТАЛЬКІТИ ТА МОЖЛИВІСТЬ ЇХ ВИКОРИСТАННЯ ДЛЯ ВИГОТОВЛЕННЯ ПОТЕНЦІОМЕТРИЧНИХ СЕНСОРІВ	49
<i>Токарська Ю.Ю., Грохольська І.Ю., Кормош Ж.О.</i> ПОТЕНЦІОМЕТРИЧНІ СЕНСОРИ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ХЛОРГЕКСИДИНУ НА ОСНОВІ ІОННИХ АСОЦІАТИВ.....	50

ВПЛИВ ДЖЕРЕЛ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА РЕЧОВИНУ
THE IMPACT OF IONIZING RADIATION SOURCES ON THE MATTER

Гайдучик М.В.

ОСОБЛИВОСТІ ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЇ АМОΡФНИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ52

Гладчук Р.М.

ТЕМПЕРАТУРНІ ЗАЛЕЖНОСТІ ПОЛОЖЕННЯ РІВНЯ ФЕРМІ В ПРИ $n - Ge$
НАЯВНОСТІ ГЛИБОКИХ ЕНЕРГЕТИЧНИХ РІВНІВ РАДІАЦІЙНОГО ТА
ТЕХНОЛОГІЧНОГО ПОХОДЖЕННЯ54

Коваль Ю.В., Кондратюк А.О.

ПРО «ЕФЕКТ МАЛИХ ДОЗ» В γ -ОПРОМІНЕНИХ МОНОКРИСТАЛАХ
АНТИМОНІДУ КАДМІЮ, ЛЕГОВАНИХ ІНДІЄМ55

Лебедь О.О., Мислінчук В.О., Кочергіна О.Д.

ДИНАМІКА НАДХОДЖЕННЯ РАДОНУ-222 В ЖИТЛОВІ ПРИМІЩЕННЯ.....56

Луньов С.В., Зіміч А.І.

ЗМІНА ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК МОНОКРИСТАЛІВ $n-Ge$ ПІД
ДІЄЮ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ58

ОДЕРЖАННЯ ТА ВЛАСТИВОСТІ ТВЕРДОТІЛЬНИХ МАТЕРІАЛІВ
OBTAINING OF SOLID-STATE MATERIALS AND THEIR PROPERTIES

Neonila Bozhko, Vladislav Yurchik, Anastasiya Ryzhuk, Natalia Ilyushko

TEMPERATURE DEPENDENCE OF $PbSe-AgSbSe_2$ SINGLE CRYSTALS'
ELECTRICAL CONDUCTIVITY60

Баланович Т.М.

ОТРИМАННЯ ОКСИДУ І СУЛЬФІДУ ЦИНКУ ЕЛЕКТРОЛІТИЧНИМ МЕТОДОМ.....62

Брень О.В.

ОТРИМАННЯ НАНОЧАСТИНОК ОКСИДІВ І СУЛЬФІДІВ ОЛОВА
ЕЛЕКТРОЛІТИЧНИМ МЕТОДОМ64

Галушка М.А., Денисюк М.І., Рижук А.О., Сидорчук В.М.

ФОТОПРОВІДНІСТЬ ТА ГАСІННЯ ФОТОПРОВІДНОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ
СУЛЬФІДУ КАДМІЮ66

Головка Ю.О., Данілевська Н.Б.

ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ НАНОКРИСТАЛІВ СУЛЬФІДУ КАДМІЮ67

Дробуш Я.М., Левчук В.В.

ЕЛЕКТРОЛІТИЧНИЙ МЕТОД ОТРИМАННЯ ГІДРОКСИДУ НІКЕЛЮ69

Замуруєва О.В., Кльоц О.М.

ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРАЛЬНОГО РОЗПОДІЛУ ФОТОПРОВІДНОСТІ
ТВЕРДОГО РОЗЧИНУ $Tl_{1-x}In_{1-x}Si(Ge)_xSe_2$ ($x=0,1; 0,2$)71

Корейко Л.С. ЕЛЕКТРОЛІТИЧНИЙ МЕТОД ОТРИМАННЯ НАНОКРИСТАЛІВ СПОЛУК КАДМІЮ	73
Кримусь А.С., Мирончук Г.Л., Парасюк О.В., Кітик І.В., Нигматулліна О.С. ДОСЛІДЖЕННЯ КІНЕТИКИ ФОТОПРОВІДНОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ ТВЕРДОГО РОЗЧИНУ $Ag_xGa_xGe_{1-x}Se_2$ ($x=0.250, 0.167$)	76
Кухарик Л.П. ФОТОЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ КРИСТАЛІЧНИХ ТА АМОРФНИХ МАТЕРІАЛІВ	78
Левковець С.І., Піскач Л.В., Мирончук Г.Л., Фочук П.М., Кітик І.В., Piasecki M., Федорчук А.О., Парасюк О.В. ОДЕРЖАННЯ І ВЛАСТИВОСТІ КРИСТАЛІВ Tl_4HgBr_6	80
Левковець С. І., Піскач Л. В., Федорчук А. О., Фочук П. М., Левковець В. І., Парасюк О.В. ФІЗИКО-ХІМІЧНА ВЗАЄМОДІЯ МІЖ ПЛЮМБУМ (II) БРОМІДОМ ТА ПЛЮМБУМ (II) ЙОДИДОМ.....	81
Левковець С. І., Піскач Л. В., Фочук П. М., Федорчук А. О., Мирончук Г. Л., Парасюк О. В. ОДЕРЖАННЯ ТА ВЛАСТИВОСТІ $Tl_3PbBr_{2,5}I_{2,5}$	83
Махновець Г.В., Льчук М.І., Денисюк М.І., Захарова В.В. ВИВЧЕННЯ СПЕКТРАЛЬНОГО РОЗПОДІЛУ КОЕФІЦІЄНТА ПОГЛИНАННЯ В КРИСТАЛАХ $Tl_{1-x}In_xX_xSe_2$ (X-Zn, Cd, Hg) ($x=0,02$)	84
Махновець Г. В., Турчук С.В. ДОСЛІДЖЕННЯ ОПТИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ МОНОКРИСТАЛІВ $Tl_{1-x}Ga_{1-x}Sn_xSe_2$ ($x=0,05; 0,1$)	86
Парасюк О.В., Юрченко О.М., Влох Р.О., Козер В.Р., Кльоц О.М. ВИРОЩУВАННЯ ТА ВЛАСТИВОСТІ КРИСТАЛІВ $AgGaGeS_4$	87
Парасюк О.В., Юрченко О.М., Панкевич В.З., Мирончук Г.Л., Влох Р.О., Козер В.Р., Нигматулліна О.С. РІСТ КРИСТАЛІВ $AgCd_2GaS_4$ ТА ЇХ ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ.....	89
Приведенець О.О., Марчук Б.С., Замуруєва О.В. ДОСЛІДЖЕННЯ ЗМІНИ ШИРИНИ ЗАБОРОНЕНОЇ ЗОНИ СТЕКОЛ СИСТЕМИ $Tl_2S-GeS_2-Ga_2S_3$	90
Савіцький О.В., Лисаковський В.В. ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ ВИРОЩУВАННЯ НА ДЕФЕКТОДОМІШКОВИЙ СКЛАД МОНОКРИСТАЛІВ АЛМАЗУ В РОЗЧИННИКУ Fe-Co-Zr(Ti)-C.....	92
Товт В.О., Барчій І.Є., Федорчук А.О., П'ясецькі М., Соломон А.М. ФАЗОУТВОРЕННЯ У КВАЗІПОТРІЙНІЙ СИСТЕМІ $Tl_2Se-In_2Se_3-«P_2Se_4»$	94
Фурс Т.В., Свиридчук Г.Ю. МОРФОЛОГІЧНІ ОСОБЛИВОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ $PbI_2:Zr$	96

АВТОМАТИЗОВАНІ СИСТЕМИ ЗБОРУ ДАНИХ ТА КЕРУВАННЯ

AUTOMATED SYSTEMS OF DATA COLLECTION AND MANAGEMENT

УДК 621.35

ДЕЯКІ АСПЕКТИ ОПЕРАТИВНОГО УПРАВЛІННЯ ПОТОКАМИ У МОБІЛЬНИХ ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙНИХ МЕРЕЖАХ ІЗ ВИКОРИСТАННЯМ ТЕХНОЛОГІЇ КОМУТАЦІЇ КАНАЛІВ

Баховський П.Ф.¹, Євсюк М.М.²,

¹Луцький національний технічний університет, к.т.н., доцент, e-mail: p_bakhovsky@ukr.net,

²Луцький національний технічний університет, к.т.н., доцент, e-mail: mykola.hunter@gmail

У тезах наводяться окремі аспекти оперативного управління мережею мобільного зв'язку із використанням мережі комутації каналів при тривалих збільшеннях вхідних потоків, які зможуть підвищити рівень якості обслуговування навантаження між парою базових станцій (БС) в окремих випадках (аварійних ситуаціях, раптового збільшення навантаження, збоїв автоматизованих системах збору даних і керування, тощо).

Визначаючи величини ємності віток (далі - ЄВ) і їх розподіл між парами станцій в окремому регіоні, можна забезпечити вищу якість обслуговування та оптимально використати ємність мережі. Як приклад, задамося задачею, яка має такі вихідні дані: структуру мережі з числом БС (вузлів) - N , число віток (пачок) M , їх взаємозв'язок і ємність: $B = \|b_{ij}\|$; $i, j = 1, \dots, N$; навантаження в Ерлангах між станціями: $F = \|\varphi_{ij}\|$; $i, j = 1, \dots, N$; допустиму величину втрат для кожної пари БС $P_{(i,j)\min} \div P_{(i,j)\max}$; алгоритм розподілу навантаження у мережі, що визначає порядок вибору вихідних напрямків з кожної БС за встановлення з'єднання. Ці величини визначаються з урахуванням якості зв'язку та техніко-економічних вимог. Інформацією служать дані про втрати між кожною парою БС, на підставі яких приймаються рішення необхідності корекції структури мережі. Задача оптимального коригування структури мережі розглядається як задача нелінійного

програмування. Для мережі, в якій для обслуговування навантаження між кожною парою вузлів передбачається не більше двох шляхів, використання методів математичного програмування дозволяє отримати оптимальне рішення. Величина втрат між кожною парою вузлів $P_{(ij)}$ задовільняє вимогам, за умови: $P_{(ij)\min} < P_{(ij)} < P_{(ij)\max}$.

Для розрахунку резервних каналів виконаємо такі операції:

1. Будуємо дерево шляхів між БС, вершиною якого буде вихідний вузол - k .
2. Переглядаємо всі вітки, з яких складені шляхи (згідно п. 1) і запам'ятовуємо ймовірності блокувань цих віток.
3. Визначаємо частку потоку φ_{kl} , яка втрачається в кожному транзитному вузлі - P_{ξ} .
4. Вибираємо транзитний вузол з максимальною величиною P_{ξ} і вибираємо середню величину навантаження a_{ξ} .
5. Визначаємо умови обслуговування додаткового навантаження a_{ξ} . У цьому випадку можливі три варіанти коригування: а) коригування віток, що виходять з транзитного вузла ξ ; б) коригування віток, що виходять з вузла j (крім вітки (j, ξ)), яка є попереднім транзитним вузлом для вузла ξ ; в) коригування вітки (j, ξ) з метою перемикання частки навантаження на інші обхідні напрямки.

Дерево шляхів для обслуговування потоку φ_{35} наведено на рис. 1.

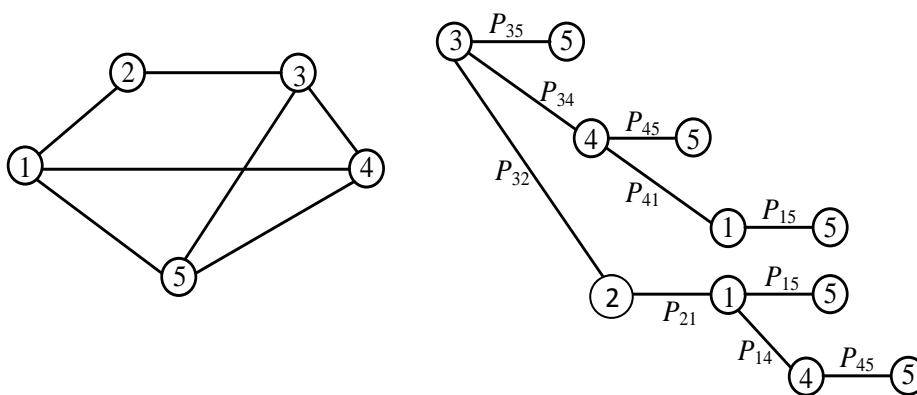


Рис. 1 – Дерево шляхів між базовими станціями

Введення резервних каналів у вітки, що утворюють попередні обхідні напрямки з вузла j , має за мету зменшення навантаження, що надходить до вузла ξ . У випадку, якщо ємність вітки (j, ξ) більша нормативної, а ймовірність блокування мала, то більш ефективною операцією по забезпеченню переходу навантаження на інші обхідні напрямки з вузла j буде зменшення ЄВ (j, ξ) . Нехай q_n - ймовірність блокування n -ї за порядком вибору вітки, що виходить із i -го вузла та використовується для обслуговування потоку φ_{kl} . Така величина визначається добутком ймовірності блокувань n -ої вітки і віток, що передують їй з допустимими навантаженнями φ_{kl} у цьому вузлі, тобто:

$$q_n^i = \prod_{g=1}^k (p_{i\gamma})_g$$

6. За відомими величинами $a_{i,j}^{\Sigma}$ та $p_{i,j}^I$, $i, j = 1, \dots, N$, підбираються відповідні ЄВ. Для цього можна використати підходи, що розглядаються в роботі [3].

Процес коригування структури мережі закінчується, якщо: а) втрати для кожної пари станцій задовільняють заявленим вимогам; б) виконано задане число ітерацій.

У випадку неможливого коригування, приймається рішення про зменшення навантаження з метою оптимізації якості обслуговування абонентам, які матимуть необмежений доступ до мережі.

Список літератури:

- 1.Баховський П.Ф. Методи забезпечення якості сервісу при впровадженні віртуальних технічних функцій в мобільних телекомунікаційних мережах. Дис. роб. на здобуття ступ. к.т.н., УДАЗТ, Харків – 2009.
- 2.Вильям Столлингс. Беспроводные линии связи и сети. Издательский дом «Вильямс» Москва – Санкт-Петербург-Киев. 2003.
- 3.Академия наук СССР. Институт проблем передачи информации. Распределение системы передачи и обработки информации. Издательство «Наука», Москва 1985 год. О.Ф. Сергеева. Повышение эффективности использования линий в сети связи с коммутацией каналов.

УДК 621.548

ВИКОРИСТАННЯ РОТОРА ОНІПКА ДЛЯ ВІТРОГЕНЕРАТОРІВ

Субтельний М.М.

Волинська обласна Мала академія наук, e-mail: nike24103@gmail.com

Електроживлення міських будинків за рахунок вітру сьогодні можливо завдяки вітроенергетичної установки «Ротор Оніпка», яка не створює шум, працює при малому і середньому вітрі, має приємний естетичний вигляд.

Специфіка ротора Оніпка полягає у тому, що не завжди чим вище він піднятий – тим краще. Траплялися випадки, коли у безвітряну погоду встановлений над землею ротор виробляв більше енергії, ніж піднятий на 15-метрову висоту. Так буває тому, що у безвітряну погоду над землею переміщуються повітряні маси внаслідок різниці тиску й температури.

Ще одна особливість ротора Оніпка полягає у тому, що він ефективніше виробляє енергію на перепадах швидкості вітру. Тобто, якщо, наприклад, певний час його швидкість становила 1 м/сек., а потім 7 м/сек., то це в 400 (!) разів ефективніше, ніж коли аналогічний час вітер постійно дме з однаковою швидкістю – 4 м/сек. Під ротор Оніпка розроблено спеціальний генератор енергії, який перетворює в електричний струм найменші оберти рухомої частини конструкції.

У лабораторії Української Академії Наук розроблені моделі різних розмірів роторів Оніпка. Проведено кропітку роботу з визначення оптимальної форми для різних діаметрів ротора. Річ у

тім, що просте копіювання моделі (збільшення-зменшення розмірів) автоматично не зберігає оптимальний ККД пристрою. Це засвідчили досліди в аеродинамічній трубі. За їхніми результатами було визначено найоптимальніші форми конструкції для різних діаметрів ротора. Наприклад, невеличкий ротор – розміром з побутовий вентилятор – може стояти на балконі, виробляючи до 200 ват енергії. Цього достатньо, аби жити дві старі стоватні лампочки, або кілька енергозберігаючих, чи сучасний комп'ютер з телевізором.

Трьохметровий ротор здатен давати потужність до 3 кіловат при сильному вітрі. У середньому за місяць він виробляє близько 300 кіловат-годин електроенергії. Більшості домоволодінь одного такого вітрогенератора вистачить для повного забезпечення усіх побутових електроприладів, окрім опалення. Два-три таких ротори забезпечать ще й опалення будинку в зимовий період. Допоки процес виробництва не поставлений на комерційну основу (існує лише в експериментальних цехах) про його вартість можна говорити досить умовно. Такий ротор можна виготовляти з різних матеріалів. Перші зразки були склепані з алюмінієвих листів. Вага 3-кіловатного ротора (самого механізму без щогли та генератора) становила близько 40 кілограмів. Наразі існують різні варіанти матеріалів для виготовлення ротора Оніпка – пластик, акрил і т. ін. За розробками й кресленнями Олексія Оніпка ротори виготовляють з акрилу на підприємстві, яке спеціалізується на виготовленні сантехніки. Акриловий ротор важить близько 18 кілограмів, має приємний естетичний вигляд, можебути пофарбований у різні кольори на бажання замовників.

Допоки вартість виробництва не визначена. Проте, можна вже приблизно можна означити, що йдеться про кілька тисяч гривень. Для автономного енергозабезпечення пересічного домоволодіння окрім самого ротора потрібен ще інвертор та акумулятор. В Україні розробляють акумулятори, найбільш адаптовані для зберігання енергії від ротора Оніпка. Вони виготовлені на сухих сумішах, можуть бути встановлені в будинку. Звісно, про собівартість такої конструкції, яка б забезпечувала автономне енергопостачання окремого будинку, говорити можна досить приблизно. Проте, вже ясно, що йдеться про тисячі гривень.

З огляду на це викликає подив якась слабка зацікавленість серійним впровадженням винаходу з боку нашої влади та підприємців. Хоча ротором Оніпка активно цікавляться і в Європі, і в Азії. На Всесвітньому конкурсі з відновлювальної енергетики, який проходив в 2013 році в Нюрнберзі ротор Оніпка визнаний найкращою розробкою в світі, він отримав Гран-прі «Зелений Оскар». Нещодавно до Української Академії Наук завітала делегація з Китаю, яка запропонувала випускати ротор в Піднебесній. Зважаючи на нинішню ситуацію в Україні, залежність від енергоносіїв (насамперед російського газу) впровадження таких винаходів мало б у першу чергу турбувати державні голови та представників бізнесу.

Список літератури:

- 1.Минин В.А. Перспективы освоения нетрадиционных и возобновляемых источников энергии / В.А.Минин, Г.С.Дмитриев // ЭПЦ Беллона-Мурманск – 2007, 93с.
- 2.Солоницын А. Второе пришествие ветроэнергетики//Наука и Жизнь.-2004.№3.С.6-13.
- 3.Onipko Rotor [електронний ресурс]. – режим доступу <http://onipko.com/>

КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ

COMPUTER MODELING

МОДЕЛЮВАННЯ ІНФОРМАЦІЙНОЇ МЕРЕЖІ З ДОПОМОГОЮ ГРАФІВ

Головіна Н.А.¹, Сергійчук І.І.², Фісюк О.Р.²

¹ Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.ф-м.н., доцент,
e-mail: ninaholovina@gmail.com,

² Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, студент

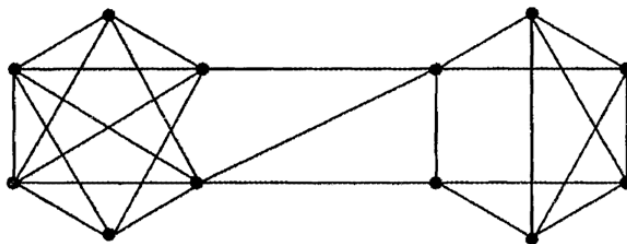
Наука і техніка створюють все нові технології, які поступово виростають у нові галузі промисловості і займають значне місце в нашому житті. А ми, тим часом, непомітно для себе, починаємо все більше і більше користуватися їхніми плодами. І у цьому швидкоплинному світі процеси спілкування, передавання та обміну інформацією є надзвичайно важливими.

Будемо розуміти під комунікаціями процес встановлення зв'язку між двома точками простору та передачі інформації між ними. Тобто, є інформаційна мережа, що складається з центрів зберігання і переробки інформації. Деякі пари центрів з'єднані каналами зв'язку. Обмін інформацією між будь-якими двома центрами здійснюється або безпосередньо каналом, що їх з'єднує, або через інші канали і центри. Мережа вважається справною, якщо кожна пара центрів спроможна обмінюватися інформацією. Відомо, що в інформаційній мережі кожен з центрів безпосередньо пов'язаний каналом з кожним іншим центром. Поставимо питання: яке найменше число каналів зв'язку треба зруйнувати, щоб мережа стала несправною?

Надалі використаємо геометричне уявлення графа. Вершини графа зобразимо у вигляді точок на площині. Якщо дві вершини утворюють ребро, то відповідну пару точок з'єднаємо лінією. Граф, у якого кожна пара вершин з'єднана ребром, називається повним графом. Повний граф із n вершинами позначається K_n . Граф називається зв'язним, якщо від будь-якої його вершини можна по ребрах перейти до будь-якої іншої. В іншому випадку граф незв'язний. Будемо говорити, що дві вершини графа належать одній компоненті, якщо від однієї з них до іншої можна перейти ребрами графа. Кожна компонента є зв'язним графом. [1].

Інформаційній мережі природно зіставити граф G : вершини графа відповідають центрам мережі, а ребра графа - канали зв'язку. Тоді справній мережі буде відповідати зв'язний граф. Зруйнувати мережу можна двома способами: або знищити кілька центрів зберігання і переробки інформації, або пошкодити кілька каналів зв'язку. Першому способу еквівалентне видалення деякої множини вершин графа разом з ребрами, що з них виходять; другому - видалення деякої множини ребер. У кожному із способів графи повинні бути незв'язними.

Нагадаємо, що число зв'язності $\chi(G)$ графа G називається найменше число вершин, видалення яких (разом з ребрами, що з них виходять) приводить до незв'язного або однов'язного графу. Числом реберної зв'язності $\lambda(G)$ графа G називається найменше число ребер, видалення яких призводить до незв'язного графу. [2]. Для графа G , зображеного на рисунку, $\chi(G) = 2$, $\lambda(G) = 3$.



Можна показати, що для будь-якого зв'язного графа виконується співвідношення:

$$\chi(G) \leq \lambda(G) \leq \delta(G)$$

де $\delta(G)$ - мінімальний із степенів вершин графа. Права нерівність є очевидною, так як видалення всіх ребер, що виходять з вершини мінімального степеня, призводить до незв'язного графу.

Так як в нашій інформаційній мережі кожна пара центрів з'єднана каналом зв'язку, то мережі відповідає повний граф K_n . Для цього графа $\chi(K_n) = n - 1$, оскільки яку б кількість вершин ми не видалили, граф залишиться зв'язним. Тому потрібно видаляти вершини до тих пір, поки не залишиться одна вершина, тобто $\chi(K_n) = n - 1$. Отже

$$n-1 = \chi(K_n) \leq \lambda(K_n) \leq \delta(K_n) = n-1.$$

Тоді $\lambda(K_n) = n-1$, і для того, щоб вивести мережу з ладу, потрібно зруйнувати $(n-1)$ канал.

Аналогічно з попереднім, можна показати, що після знищення будь-якого каналу мережа не вийде з ладу у випадку, коли кожен центр інформаційної мережі з'єднаний каналами зв'язку з парним числом центрів.

Графи є одним із способів подання інформації у графічній формі. Зображувальні засоби графів вирізняються простотою "алфавіту", що містить два основних елементи – вершини графа, що позначаються в основному кружками (хоча ними можуть бути фігури довільної геометричної форми: ромб, квадрат, прямокутник тощо), і ребра, що позначаються відрізками ліній.

Засоби комп'ютерної візуалізації графів забезпечують всі необхідні інструментальні засоби і методи зручної маніпуляції графами. Моделювання за допомогою графів реалізує одну із важливих потреб – потребу наочності. Рисунок графа виступає як посередник між реальною дійсністю і математичною моделлю. Використання рисунків графів нерозривно пов'язане з процесами абстрагування і деталізації, за допомогою яких відбувається відокремлення тих ознак об'єкта, що моделюється, і які потім відобразатимуться в моделі. Графові моделі забезпечують зв'язок мислення з реальними ситуаціями, служать засобом отримання нового знання.

Список літератури:

- 1.Татт У. Теория графов / У. Татт. – М.: Мир, 1988. – 424 с.
- 2.Кристофидес Н. Теория графов. Алгоритмический поход / Н. Кристофидес. – М.: Мир, 1978. – 429 с.

МОДЕЛЮВАННЯ РОБОТИ ПОРШНЕВОГО ВАКУУМНОГО НАСОСА

Головіна Н.А.¹, Татарин О.Б.², Яневич В.В.²

¹ Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.ф-м.н., доцент,
e-mail: ninaholovina@gmail.com,

² Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, студент

На сучасному етапі актуальною та не до кінця вирішеною проблемою є створення високо вакуумних пристроїв відкачування, які працюють у широкому діапазоні тисків. Тому дослідження, які проводяться у цьому напрямку є актуальними.

Для відкачування посудин використовують поршневі вакуумні насоси. Схема такого пристрою має вигляд:

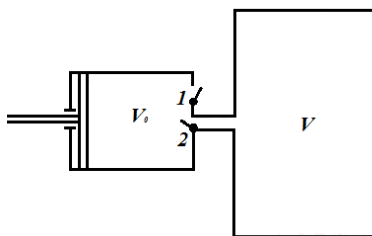


Рис. 1. Схема поршневого вакуумного насоса

Задамося питанням, яку кількість ходів поршня потрібно зробити для того, щоб тиск у посудині зменшився від P_0 до P_n , тобто початковий тиск не перевищує атмосферний [1].

Якщо поршень рухається повільно, то розширення відбувається ізотермічно. У процесі відкачування змінюється маса газу, проаналізуємо можливість використання закону Бойля – Маріотта. Розглянемо перший хід поршня вліво; клапан 1 закритий, клапан 2 відкритий. Газ із посудини переходить у камеру насоса. Тиск при цьому зменшується від початкового P_0 до якогось P_1 , а маса не змінюється. Отже можна використати закон Бойля-Маріотта: $P_0 V_0 = P_1 (V_0 + V)$.

$$P_1 = P_0 \frac{V_0}{V_0 + V}$$

При зворотному ході поршня закривається клапан 2 і повітря з камери насоса виштовхується назовні через клапан 1. При другому ході поршня вліво все повторюється так само. Тиск при цьому зменшується, а маса не змінюється. Отже можна використати закон Бойля-Маріотта. Слід, однак пам'ятати, що тиск на початку процесу вже не P_0 , а P_1 . У кінці другого ходу поршня: $P_1 V_0 = P_2 (V_0 + V)$,

$$P_2 = P_1 \frac{V_0}{V_0 + V} = P_0 \left(\frac{V_0}{V_0 + V} \right)^2$$

Міркуючи аналогічно можна переконатися, що після n ходів:

$$P_n = P_0 \left(\frac{V_0}{V_0 + V} \right)^n$$

Прологарифмуємо вираз: $\ln P_n = \ln P_0 + n \ln \frac{V_0}{V_0 + V}$.

Отримаємо формулу для кількості n ходів поршня, які потрібні для того, щоб тиск у посудині понизити від до:

$$n = \frac{\ln \frac{P_0}{P_n}}{\ln \frac{V_0}{V_0 + V}}$$

Звертаємо увагу на те, що у загальному маса газу змінюється, і закон Бойля-Маріотта для першого та n ходів поршня напряду застосувати не можна. Проте покроковий підхід дозволяє це робити.

Дослідимо графічно залежність тиску від числа ходів поршня n . Виявилось, що тиск з кожним кроком поршня зменшується на все меншу величину (рис.2).

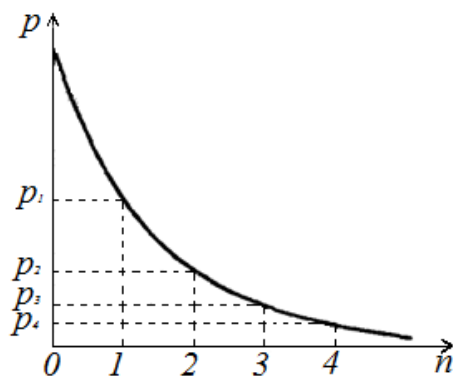


Рис.2. Залежність тиску від числа ходів поршня насоса

Згідно формули тиск у посудині зменшується і при достатньо великій кількості ходів поршня його можна зробити як завгодно малим. Однак, на практиці, жоден насос не може відкачати повітря з посудини повністю. Для насоса існує деякий мінімальний тиск P_{min} , нижче за який він вже не може дати розрідження. Для кожного насоса це своя величина. Причиною цього є існування простору у циліндрі ΔV , з якого поршень не може виштовхнути газ, а також неідеальна робота клапанів. Не все повітря з камери може бути виштовхнуте у атмосферу. Це сповільнює відкачування та приводить до того, що при деякому тиску у посудині насос працює, але не виконує своєї функції, тобто не відкачує повітря, працює в холосту. Так при тиску P_{min} у посудині повітря, стиснуте від початкового об'єму камери V_0 до об'єму ΔV , буде мати тиск не вище атмосферного $P_{атм}$ і не зможе вийти назовні. Мінімальний тиск, який обумовлений існуванням шкідливого простору визначимо, використавши закон Бойля-Маріотта: $P_{min} V_0 = P_{атм} \Delta V$;

$$P_{min} = P_{atm} \frac{\Delta V}{V_0}$$

Для того, щоб отримати ще більші розрідження застосовують кілька насосів, які з'єднують послідовно. Тоді кожен наступний насос відкачує повітря не у атмосферу, а у об'єм, з якого повітря відкачується попереднім насосом.

Список літератури:

1. Головіна Н.А. Молекулярна фізика й термодинаміка в запитаннях та задачах/ Н.А. Головіна. – Луцьк.: Вежа-Друк, 2014. – 192 с.

УДК 629.33: 625.7: 004.94

МОДЕЛЮВАННЯ ДОРОЖНІХ УМОВ В ДИНАМІЧНИХ СИСТЕМАХ «АВТОМОБІЛЬ-ДОРОГА» ТА «ДОРОГА-АВТОМОБІЛЬ»

Грицук Ю.В.¹, Шилін І.В.², Грицук В.Ю.³

¹ Донбаська національна академія будівництва і архітектури (м. Краматорськ), доцент кафедри загальної інженерної підготовки, к.т.н., доцент, e-mail: yuri.gritsuk@gmail.com,

² Автомобільно-дорожній інститут ДВНЗ «Донецький національний технічний університет», доцент кафедри будівництва і експлуатації автомобільних доріг, к.т.н., доцент, e-mail: shylin_igor@mail.ru,

³ Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут», студент, e-mail: valeri.gritsuk@gmail.com

Вплив дорожніх умов має важливе значення при реалізації процесу прийняття рішень для забезпечення безпечної експлуатації транспортних засобів (ТЗ). Вплив кожної зі складових параметрів дорожніх умов (рівність та шорсткість покриття, кліматичні умови та стан покриття, поперечній і поздовжній похил проїзної частини, видимість дороги і дорожньої смуги, радіуси кривих дороги в плані і профілі, геометричні параметри проїзної частини та земляного полотна) на безпечну експлуатацію ТЗ окремо достатньо вивчене, однак, спільний вплив окремих поєднань і варіантів взаємодії може викликати значні труднощі в процесі виконання аналізу [1-2]. Таким чином, розробка програмного комплексу, що реалізує механізм аналітичної оцінки впливу дорожніх умов на безпеку експлуатації транспортних засобів і розрахункового модуля для аналізу системи комплексного взаємодії транспортного засобу і дороги є актуальними.

Для реалізації процесу проектування автомобільної дороги із забезпеченням безпечних експлуатаційних характеристик впроваджено розрахунковий модуль «Дорога - Автомобіль» [3]. Розрахунок в ньому виконується в декілька етапів, які відтворюють реальні етапи проектування:

- визначення перспективної інтенсивності руху транспортних засобів;
- визначення максимального поздовжнього похилу автомобільної дороги за умови наявності змішаного транспортного потоку;
- обґрунтування максимального похилу дороги для розрахункового автомобіля;
- визначення умов руху автомобільного потягу при розрахунковому значенні похила;
- розрахунок відстані видимості на автомобільній дорозі та під'їздах до неї;
- розрахунок мінімальних радіусів кривих в плані та профілі;
- розрахунок необхідних параметрів проїзної частини та земляного полотна.

При виконанні розрахунку є можливість вибору необхідних вихідних даних із довідкової «бази даних», тобто: технічні та геометричні характеристики транспортних засобів (найбільш розповсюджених на території України – легкових, вантажних, автобусів); технічних параметрів покриття автомобільної дороги (коефіцієнта зчеплення в залежності від типу покриття та ступеня його зносу, коефіцієнта опору коченню – в залежності від типу покриття тощо).

Крім того, ґрунтуючись на стандартному методі розрахунку ТЗ [4] був розроблений розрахунковий модуль (для прикладу одна з версій реалізована в табличному процесорі Microsoft Excel [5-7]), який дозволяє в умовах інформаційних транспортних систем всебічно розглянути і проаналізувати динамічну систему «Автомобіль - Дорога». Сам модуль складається з восьми взаємопов'язаних блоків (тяговий баланс та швидкість руху, аналіз сил опору руху, динамічний паспорт, проходимість автомобіля, гальмування автомобіля, стійкість автомобіля, продуктивність автомобіля, витрата палива) і забезпечує поетапний розрахунок з можливістю проміжного контролю результатів. Крім того, виконується аналіз динаміки розгону ТЗ, методом аналітичного визначення часу і шляху розгону в заданому інтервалі швидкості, згідно з описаною методикою [8].

Розглянуті розрахункові модулі взаємодії динамічних систем «Дорога - Автомобіль» і «Автомобіль - Дорога» постійно модифікуються і наступним кроком буде включення в математичну модель транспортного засобу коефіцієнтів опору коченню і опору потоку повітря як функції від характеристик параметрів в умовах експлуатації, що характеризуються динамікою руху ТЗ. Це дозволить більшою мірою проаналізувати вплив на рух досліджуваного ТЗ факторів з боку зовнішніх умов експлуатації.

Таким чином, комп'ютерне моделювання умов взаємодії в динамічних системах «Дорога - Автомобіль» і «Автомобіль - Дорога» дозволяє: на стадії проектування автомобільної дороги врахувати особливості режимів руху ТЗ; на стадії експлуатації підвищити безпеку руху ТЗ по автомобільній дорозі.

Список літератури:

1. Васильев А.П. Эксплуатация автомобильных дорог и организация дорожного движения / А.П. Васильев, В.М. Сиденко. – М: Транспорт, 1990. – 304 с.

- 2.Бабков В.Ф. Дорожные условия и безопасность движения / В.Ф. Бабков. – М.: Транспорт, 1982. – 288 с.
- 3.Шилін І.В. Аналіз та комп'ютерне моделювання техніко-експлуатаційних властивостей системи «Дорога-Автомобіль»/ І.В. Шилін,, Ю.В. Грицук // Комп'ютерне моделювання в освіті// Матеріали V Всеукраїнського науково-методичного семінару 6 квітня 2012 р. – Кривий Ріг: Видавничий відділ НМетАУ, 2012 – С.47-48.
- 4.Гришкевич А.І. Автомобілі: Теорія / А.І. Гришкевич. – Мн.: Віш. шк., 1986. – 208 с.
- 5.Грицук І.В. Комп'ютерне моделювання та аналіз системи «Автомобіль-Дорога»/ І.В. Грицук, Ю.В. Грицук, М.В. Савенков, А.О. Завада // Комп'ютерне моделювання в освіті// Матеріали III Всеукраїнського науково-методичного семінару 24 квітня 2008 р. – Кривий Ріг: КДПУ, 2008. – С.20-21.
- 6.Шилін І.В. Автоматизація, комп'ютерне моделювання та технічна експертиза дорожніх умов системи «Автомобіль-Дорога»/ І.В. Шилін, І.В. Грицук, Ю.В. Грицук, А.Г. Доля, М.В. Савенков, А.О. Завада, Ю.В. Белов // Вісник Донецького інституту автомобільного транспорту. – Донецьк, 2008. – № 4. – С.22-27.
- 7.Грицук Ю.В. Динамическая система «Автомобиль – Дорога»: моделирование и анализ влияния дорожных условий/ Ю.В. Грицук, И.В. Шилин, И.В. Грицук// Инновации и исследования в транспортном комплексе: Материалы III Международной научно-практической конференции (4-5 июня 2015 г., г.Курган). – Курган, 2015. –Часть II. – С. 57-62.
- 8.Литвинов А.С. Автомобиль: Теория эксплуатационных свойств / А.С. Литвинов, Я.Е. Фаробин. – М.: Машиностроение, 1989. – 240 с.

ФІЗИКО-ТЕХНІЧНІ ПРОБЛЕМИ МАТЕРІАЛОЗНАВСТВА

PHYSICAL AND TECHNICAL ASPECTS OF MATERIALS SCIENCE

УДК 621.187.12

НОВІ МАТЕРІАЛИ ДЛЯ ФІЛЬТР-МАТРИЦЬ МАГНІТНИХ ФІЛЬТРІВ

Гарашенко О.В.¹, Гарашенко В.І.²

¹Національний університет водного господарства та природокористування,
старший викладач кафедри хімії та фізики, к.т.н., e-mail: garashchenkoo@mail.ru,

²Національний університет водного господарства та природокористування,
завідувач кафедри хімії та фізики, к.т.н., доцент, Заслужений винахідник України,
e-mail: vigarashchenko@yandex.ru

Особливістю феритових гранульованих фільтр-матриць, як показують результати досліджень, є різке збільшення величини середньої індукції магнітного поля в об'ємі матриці в незначних за величиною зовнішніх магнітних полях [1]. Так при напруженості H магнітного поля $(0,1-0,2) \cdot 10^5$ А/м, індукція B магнітного поля складає $(0,2-0,3)$ Тл, а магнітна проникність 20-12, що є значними величинами в таких полях.

Поєднання магнітних властивостей феритової і феромагнітної фільтр-матриць представляє науковий і науково-практичний інтерес.

Для гранульованих феромагнітних матриць характер залежностей індукції поля від напруженості зовнішнього магнітного поля $B=f(H)$ відрізняється від такої ж залежності для феритової матриці. В полях напруженістю $(0,1-0,2) \cdot 10^5$ А/м для феромагнітної матриці величина індукції поля складає $(0,1-0,2)$ Тл, тобто менша в 1,5-2 рази в порівнянні з феритовою матрицею, магнітна проникність складає 8,8-8,6. В полях $(0,2-0,5) \cdot 10^5$ А/м величина індукції поля складає $(0,2-0,5)$ Тл, що в 1,25 рази більше за індукцію поля у феритовій матриці. При напруженості поля $(0,6-0,8) \cdot 10^5$ А/м, індукція у феромагнітній матриці складає $(0,55-0,7)$ Тл, що в 1,3 рази більше, ніж у феритовій, при таких же параметрах.

На основі поєднання магнітних властивостей феритової і феромагнітної фільтр-матриць запропонована композиційна ферито-феромагнітна фільтр-матриця, частину гранул якої складають феромагнітні гранули, а частину – гранули фериту [2]. Співвідношення гранул будемо

характеризувати коефіцієнтом $\alpha = m_k/m_\phi$, де m_k – маса феромагнітних гранул, m_ϕ – маса гранул фериту.

За відомою методикою виконані експериментальні вимірювання з визначення величини середньої індукції магнітного поля і залишкової намагніченості ферито-феромагнітної матриці при різних значеннях відношення маси феромагнітних гранул до маси феромагнітних гранул ($\alpha = m_k/m_\phi$). Величину α змінювали від 0,214 до 5,49. Напруженість зовнішнього магнітного поля змінювали в широкому діапазоні (5-265 кА/м).

Так, при зміні напруженості поля, 5-25 кА/м (рис.1), величина середньої індукції поля в матриці для всіх зразків з різними α практично однакова.

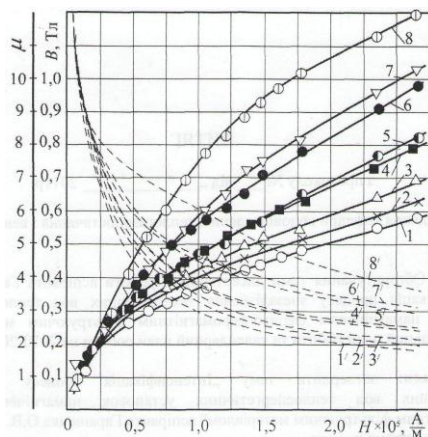


Рис.1 Криві намагнічування зразків ферито-феромагнітної фільтр-матриці при різних значеннях коефіцієнта $\alpha = m_k/m_\phi$, m_k – маса феромагнітних гранул; m_ϕ – маса феритових гранул. 1 – гранули фериту; 2 – $\alpha = 0,214$; 3 – 0,44; 4 – 0,869; 5 – 1,669; 6 – 3; 7 – 5,49; 8 – кульки з сталі ШХ-15; 1'-8' – криві магнітної проникності.

Розшарування кривих 1,2,3 (рис.1) починається при $H \geq 50$ кА/м. Для кривих 4 і 5 відповідно $\alpha_4 = 0,869$ і $\alpha_5 = 1,669$. Видно, що розшарування починається при $H \geq 160$ кА/м. В матрицях з $\alpha_6 = 3,0$ і $\alpha_7 = 5,49$ в полях напруженістю до 75 кА/м величина середньої індукції однакова. За магнітними властивостями, в полях напруженістю більше 75 кА/м, досліджувані зразки фільтр-матриць відрізняються на значну величину. Так для зразка ($\alpha_2 = 0,241$) при $H = 75$ кА/м, величина B складає 0,37 Тл, для зразків ($\alpha_6 = 1,669$, $\alpha_7 = 5,49$), при $H = 75$ кА/м, величина $B = 0,59$, що в 1,59 рази більше.

В полі напруженістю 150 кА/м (рис.1), величина середньої індукції B в зразку фільтр-матриці ($\alpha_7 = 5,49$) більша, ніж індукція для ($\alpha_2 = 0,214$) в 1,6 рази, і складає 0,76 Тл для зразку №7. Аналізуючи криві намагнічування (рис.1) зазначимо, що розшарування кривих і значна різниця величини B спостерігається в зразках 6,7,8 в порівнянні з зразками 1,2,3,4,5 (особливо в полях $H > 75$ кА/м).

При очищенні багатоконцентрованих (сильноконцентрованих) водних середовищ, в яких феромагнітні домішки мають яскраво виражені феромагнітні властивості, наприклад, виробничих конденсатів ТЕЦ, раціонально використовувати ферито-феромагнітну матрицю з $(m_{cm} - m_{ш})/m_{cm}$

більше 0,5. В такій матриці збільшується відносна маса феритових гранул, відповідно загальна маса матриці зменшується. При очищенні малоконцентрованих технологічних вод ТЕЦ, АЕС з вмістом високодисперсних феро- і феромагнітних домішок, раціонально використовувати матрицю з $(m_{\text{см}} - m_{\text{ш}})/m_{\text{см}} < 0,5$, що має більшу величину індукції магнітного поля, відповідно, сила магнітного захвату для осадження феро- і феромагнітних частинок в об'ємі фільтр-матриці збільшується.

Список літератури:

1.Гарашенко В.І. Магнітні властивості антиферомагнітних фільтруючих матеріалів //Гарашенко В.І., Гарашенко О.В.// Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики „Еврика-2009”. 20-22 травня 2009р.: тези доповіді. – Львів., 2009. - С.11.

2.Garashchenko V.I. The Precipitation of the Dispersed Phase of Liquid Medium Impurities in a Magnetized Ferrite-Ferromagnetic Nozzle / V.I. Garashchenko, A.V. Garashchenko, A.P. Luk'yanchuk // Russian Journal of Physical Chemistry A, 2012, Vol. 86, No. 4, pp. 685–688.

УДК. 537.622

ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ПИТОМОГО ОПОРУ В МАТЕРІАЛІ НА ОСНОВІ СПОЛУКИ SmCo

Колядюк П.В.

Луцький національний технічний університет, студент групи ПМ-31, e-mail: phisleo@ukr.net

У сучасному виробництві чітко прослідковується тенденція до посилення ролі магнітних пристроїв у різних конструкціях. Це приводить до необхідності зменшення собівартості таких пристроїв, а також до зменшення їхньої питомої ваги в устаткуванні. Область застосування постійних магнітів дуже різноманітна. Їх використовують в електродвигунах, в автоматичній, робототехніці, для магнітних муфт магнітних підшипників і т.д.

Тому за оцінками аналітиків прогнозується подальший ріст споживання промисловістю дешевших і потужніших спечених магнітів на основі SmCo. Самарій-кобальтові магніти мають унікальне поєднання магнітних властивостей: володіють сильними магнітними властивостями - у 5-7 разів сильнішими за ферити; дуже стійкі до впливів, здатних викликати корозію; володіють стабільними магнітними властивостями при високих температурах.

Сьогодні більшість постійних магнітів з рідкоземельних металів з кобальтом виготовляють на основі пресованого (7 тон/см^2) зорієнтованого в магнітному полі порошку SmCo_5 , спіканням його при високих температурах (до $1000 \text{ }^\circ\text{C}$). Розмір часток становить декілька мікрон [1].

Проте дослідниками (Львівський фізико - механічний інститут) було виявлено, що при температурі біля $650 \text{ }^\circ\text{C}$ відбуваються певні втрати магнітних властивостей, що пов'язується з

певними структурними перетвореннями у магнітному матеріалі [2]. У зв'язку з вищеописаним цікавим було провести дослідження залежності електричних властивостей пресованого порошку SmCo_5 від температури.

Вимірювання опору пресованого, не зорієнтованого в магнітному полі зразка SmCo_5 , проводилось у вакуумованій (для усунення окислення матеріалу) камері з нержавіючої сталі при різних температурах.

Вимірювання опору зразка проводилось на постійному струмі чотиризондовим методом для виключення впливу приконтактних потенціалів. При струмі 0,01 А напруга змінювалась в межах від 0,02 В до 0,04 В. Розміри зразка: ширина – 10 мм, довжина – 16 мм, товщина – 8 мм, $S = 4 \text{ мм}^2$.

Залежність питомого опору від температури пресованого, не зорієнтованого в магнітному полі SmCo_5 представлено на рис. 1.

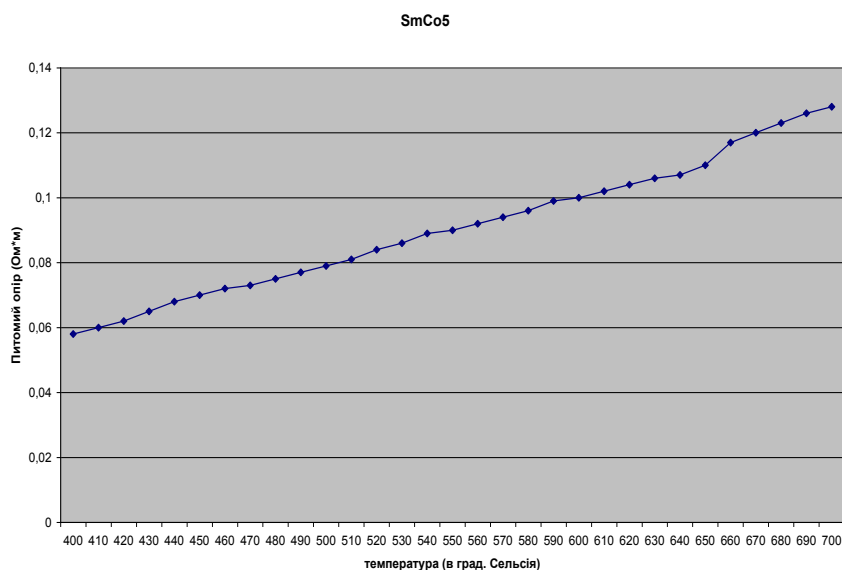


Рис. 1. Температурна залежність питомого опору пресованого порошку SmCo_5

Стрибок питомого опору (до 10%) при температурі порядку $670\text{-}680^\circ\text{C}$ поряд з раніше одержаною втратою магнітних властивостей матеріалу (дані попередніх дослідників [3]) при цих же температурах дозволяє говорити про появу додаткового механізму розсіювання який пов'язується з перебудовою елементарної комірки, що приводить до зменшення рухливості носіїв заряду в магнітному матеріалі за даних температур. Зменшення рухливості у свою чергу веде до зростання питомого опору за даних умов.

Список літератури:

1. Булик І.І., Тростянчин А.М. Гідрування-диспропорціонування в самарій-кобальтовому феромагнітному сплаві на основі $\text{Sm}_2(\text{Co,Fe,Cu,Zr})_{17}$ // Фіз.-хім. механіка матеріалів.- 2003.- №4.- С.77-82.
2. Булик І.І., Тростянчин А.М., Маркович В.І. Фазові перетворення у сплаві на основі SmCo_5 , ініційовані воднем під тиском до 650 kPa // Фіз.-хім. механіка матеріалів.- 2007.- №1.- С.94-98.
3. Процес ГДДР та водневосорбційні властивості сплаву диким-залізо-бор / І.І.Булик, Р.В.Денис, В.В.Панасюк та ін. // Фіз.-хім. механіка матеріалів.- 2001.- №4.- С. 15-20.

ФІЗИКА КОНДЕНСОВАНОГО СТАНУ

PHYSICS OF THE CONDENSED STATE

UDC: 535.323, 535.53, 537.226, 548

STUDY OF PARTIAL ISOMORPHIC SUBSTITUTION ON REFRACTIVE PARAMETERS OF K_2SO_4 SINGLE CRYSTALS

P.A. Shchepanskyi^{a, b}, M.Ya. Rudysh^{a, b}, V.Yo. Stadnyk^a, R.S. Brezvin^a

^aIvan Franko National University of Lviv, Str. Kyrylo and Mefodiy 8, 79005, Lviv, Ukraine,

^bJan Długosz University in Częstochowa, Al. Armii Krajowej 13/15, 42-200 Częstochowa, Poland,

e-mail: pav-shchepanskij@yandex.ua

It is well known that ammonium sulphate and potassium sulphate form a continuous series of mixed systems of the formula $K_{2-x}[NH_4]_xSO_4$ ($0 < x < 1$). The above system has been studied for the ferroelectric phase transition, structural changes and electrical and thermal behavior [1, 2]. All these studies were aimed at looking at the paraelectric to ferroelectric transition in ammonium sulphate at 223 K which fades out with rise in x value. But to our knowledge optical properties only for extreme compounds of this system, namely ammonium sulphate and potassium sulphate crystals were considered.

Optical parameters of such promising isomorphous crystals as potassium sulphate, K_2SO_4 and ammonium sulphate, NH_4SO_4 are rather well studied [3-6].

On the basis of this data by study of intermediate compounds with the $K_{2-x}[NH_4]_xSO_4$ general formula, the influence of partial isomorphous substitution on optical parameters of single crystals can be revealed.

In present work $K_{1.75}[NH_4]_{0.25}SO_4$ single crystals were obtained from aqueous solution using slow evaporation method. Obtained samples were transparent and of good optical quality. Structure quality has been approved using XRPD.

Investigation of the dispersion of refractive indices was performed using Obreimov immerse method.

It was found that the dispersion of refractive indices n_i of $K_{1.75}[NH_4]_{0.25}SO_4$ single crystal at room temperature is normal $dn_i/d\lambda < 0$ for all crystal physics directions and significantly increases while moving towards the absorption edge (fig.1). Behavior of refractive indices of $K_{1.75}[NH_4]_{0.25}SO_4$ crystals confirms classical crystal optics rule: refractive index in the direction perpendicular to optical axes plane takes middling values while in the direction of acute bisectrix between the optical axes its values are

maximal. Correlation between obtained results for $K_{1,75}[NH_4]_{0,25}SO_4$ and similar for K_2SO_4 from literature is discussed.

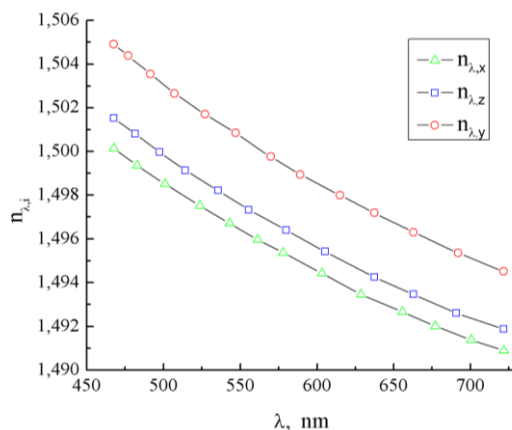


Fig. 1. Refractive indices dispersion for $K_{1,75}[NH_4]_{0,25}SO_4$ single crystal.

Further optical birefringence study of $K_{1,75}[NH_4]_{0,25}SO_4$ single crystals made it possible to reveal peculiarities due to partial substitution of potassium with NH_4^+ ions. Optical birefringence changing in a terms of uniaxial stresses is also discussed here.

References:

1. Sawada, S. Ohya, Y. Ishibashi and Y. Takagi, J. Phys. Soc. Japan **38**, 1408 (1975)
2. K. Ohi, J. Osaka and H. Uno, J. Phys. Soc. Japan **44**, 529 (1978)
3. Zheludev I.S., Gaba V.M., Romanyuk N.A., Ursul Z.M., Izv. AN USSR, **7** (2) (1986), 386 (in Russian)
4. Stadnyk V.Yo., Romanyuk M.O., Chyzh O.Z., Vachulovych V.F., Condens. Matter Phys., **10** (49) (2007), 45
5. V.Yo. Stadnyk, M.O. Romanyuk, Ferroelectrics **317**, 255 (2005)
6. V.Yo. Stadnyk, O.S. Kushnir, R.S. Brezvin, V.M. Gaba, Opt. Spectrosc. **106**, 614 (2009)

УДК 538.9

ФАЗОВІ ПЕРЕХОДИ В УЛЬТРАХОЛОДНИХ ФЕРМІ-ГАЗАХ

Бричка Л.Ф.¹ Лехняк В.В.², Шигорін П.П.³

¹Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, бакалавр факультету Інформаційних систем, фізики та математики, e-mail: lyubovbrichka@mail.ru,

²Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, бакалавр факультету Інформаційних систем, фізики та математики, e-mail: vlekhnayak@mail.ru,

³Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.ф.-м.н., доцент кафедри теоретичної та математичної фізики, e-mail: pashyh@gmail.com

З моменту експериментального відкриття надплинності Петром Капицею [1] і незалежно Джеком Аленом та Доном Майзене [2] пройшло 70 років, проте науковці не припиняють експериментальні та теоретичні дослідження цього явища.

До теперішнього часу не існує послідовної мікроскопічної теорії надплинності, хоча й встановлено фундаментальний зв'язок між явищем надплинності та явищем Бозе-Айнштайнівської конденсації [3, 4]. Натомість незвичні властивості надплинного гелію-4 (протікання гелію крізь вузькі капіляри без опору, термомеханічний та механокалоричний ефекти) пояснюються напівфеноменологічною дворідинною моделлю Ландау-Тісси [5, 6]. Згідно з цією моделлю надплинна рідина складається з двох взаємопроникних рідин: «нормальної рідини» (нормальної компоненти), яка поводить себе як класична рідина, та «надрідини» (надплинної компоненти) з нульовою в'язкістю та нульовою ентропією.

Стосовно експериментальних досліджень властивостей надплинного гелію-4 слід зауважити те, що найвидатніші відкриття були зроблені в кінці 30-х років піонерами надплинності. Зокрема: спостереження Капицею в 1938р. бездисипативного протікання гелію-4 крізь тонкі капіляри при температурах, нижчих $T_\lambda = 2.16 \text{ K}$; відкриття Алленом та Майзене в 1938р. термомеханічного ефекту або ефекту фонтанування; відкриття Даунтом та Мендельсоном в 1939р. механокалоричного ефекту, який є зворотнім до термомеханічного.

В 2004 р. співробітник Фізико-Технічного Інституту Низьких Температур (м. Харків, Україна) А. Рибалко поставив експеримент для виявлення можливого зв'язку макроскопічного надплинного руху з електричними властивостями $^4\text{He-II}$. Результатом експерименту було те, що в надплинному гелії виникає електрична індукція при відносному русі надплинної і нормальної компонент [7]. Наступного року А. Рибалко та С. Рубец для збудження відносного руху надплинної і нормальної компонент використали методику торсіонного генератора, і знову була спостережена динамічна поляризація гелію [8].

Це явище отримало назву механоелектричного ефекту. Через кілька років був зафіксований зворотний ефект – резонансне поглинання мікрохвиль з одночасною появою другого звуку [9].

Нагадаємо, що виникнення електричної індукції в діелектрику пов'язане з двома чинниками: 1) наявністю електричних мультипольних моментів; 2) дією фактора який би поляризував ці моменти (наприклад, зовнішнє електричне поле, механічна напруга).

Однак, розподіл електронної густини в основному стані атома гелію сферично-симетричний і тому він не має постійного дипольного моменту, а експеримент Рибалко проводився без зовнішнього електричного поля. Тому експериментальне спостереження механоелектричного ефекту виявилось несподіванкою.

У даній роботі проведено аналіз відомих теоретичних моделей для пояснення механоелектричного ефекту, а також запропоновано феноменологічне обґрунтування можливого механізму виникнення ефекту. При цьому повне пояснення ефекту може дати лише досконала, послідовна мікроскопічна теорія.

Почнемо з розгляду твердження, що атом гелію в основному стані не має дипольного моменту. Воно має зміст лише для одиничного атома в основному стані, при відсутності зовнішніх збурюючих впливів. Для сильно-взаємодіючої системи, якою є рідина, твердження про відсутність дипольного моменту є некоректним. Ван дер Ваальсівська взаємодія, що є взаємодією миттєвих дипольних моментів, поляризує атоми. При цьому цей дипольний момент не буде постійним, і його середнє значення дорівнює нулю.

Зважаючи на те, що в бозе-конденсаті наявний далекий порядок, можна висунути припущення про можливість спонтанного впорядкування дипольних моментів у значних груп атомів (розмір групи залежить від температури), оскільки такий стан є енергетично вигідніший. Очевидно, що на межі груп з різними напрямками впорядкування, можуть виникнути певні нестиківки — і тоді там виникатимуть набагато більші дипольні моменти. Їхня величина, зміна з часом, та реакція на зовнішні впливи залишаються до кінця не з'ясованими. Ці властивості можуть бути виведеними з динаміки мікропроцесів взаємодії груп атомів. Важливо, що ці моменти створюються не окремими атомами, а їх групами, тому є набагато стійкішими ніж миттєві Ван дер Ваальсівські. Коли якийсь процес задає виділений напрямок, то їх орієнтація, не зважаючи на їхню нестійкість, відбувається з переважаючою ймовірністю саме в цьому напрямку. При цьому суттєво, щоб в цьому процесі динаміка електронних оболонок та ядер атомів чимось відрізнялась. Ці вимоги задовольняє прискорений рух однієї з компонент. Щоправда, це не гарантує величини результуючої напруженості поля, достатньої для її виявлення на досліді. Імовірно, вирішальну роль відіграє різка зміна ентропії, наприклад, що спостерігається при проходженні хвилі другого звуку. При цьому змінюється розмір областей, а отже і їх кількість, що ставить різні частини хвилі в неоднакові умови щодо поляризації інерційним ефектом. Крім того, чим вища температура системи тим хаотичніше орієнтовані дипольні моменти груп атомів.

При поширенні хвилі першого звуку в різних частинах хвилі рідина рухається з рівними за модулем, але протилежними за напрямками прискореннями, а значить ті дипольні моменти, що виникнуть в результаті інерційного ефекту будуть скомпенсовані.

У хвилі другого звуку, внаслідок різних умов поляризації через різну температуру в різних частинах хвилі, результуючий дипольний момент буде відмінним від нуля, і може в принципі бути зареєстрованим на досліді.

Крім того, якщо в надплинному гелії справді реалізується описане вище впорядкування, то повинен спостерігатися новий ефект — висока діелектрична проникність при дуже низьких напруженостях зовнішнього поля (порядку тих напруженостей, які створюються Ван дер Ваальсівськими дипольними моментами одного атома в області де знаходиться сусідній атом).

Причина цього явища та сама, що й у сегнетоелектриків, тільки ці дипольні моменти нестійкі, і набагато менші за величиною, тому при порівняно великих значеннях зовнішнього поля буде

спостерігатися насичення, бо відносний внесок цього механізму зі зростанням напруженості спадатиме, оскільки зростатиме пряма поляризація окремих атомів. Також внаслідок великого розміру цих груп, якщо їх розглядати в атомних масштабах повинна спостерігатися затримка переорієнтації, групових дипольних моментів при надто швидкій зміні поля, і при певній частоті, вони будуть змінюватися найбільш узгоджено, водночас при такій частоті буде спостерігатися резонансне поглинання електромагнітних хвиль, причому частота буде зменшуватися зі зростанням розміру груп, що відбувається при зниженні температури.

Список літератури:

1. Kapitza P. Viscosity of liquid Helium below the λ point // Nature. – 1938. – Vol. 141. – P. 74.
2. Allen J., Misener A. The Fountain Effect // Nature. – 1938. – Vol. 141. – P. 75.
3. Pethick C. J., Smith H. Bose–Einstein Condensation in Dilute Gases. – Cambridge university press, 2002.
4. Griffin A. Bose condensation in atomic gases // Proc. of the Intern. School of Physics “Enrico Fermi”. – 1999. – Vol. 140. – P. 1.
5. Ландау Л. Теория сверхтекучести гелия-II // ЖЭТФ. – 1941. – Вып. 11. – С. 592.
6. Патерман С. Гидродинамика сверхтекучей жидкости. – Москва, Мир, 1978.
7. Рыбалко А. Наблюдение электрической индукции, обусловленной волной второго звука в He-II // ФНТ. – 2004. – №30.– 1321.
8. Рыбалко А., Рубец С. Наблюдение механоэлектрического эффекта в He-II // ФНТ. – 2005. – №31. – 820.
9. Rybalko A., Rubets S., Rudavskiy E., Tikhyy V., Tarapov S., Golovashchenko R. Derkach V. // arXiv:cond-mat/0704

УДК 538.9

БЕЗІТКНЕВА ДИНАМІКА РОЗРІДЖЕНИХ ГАЗІВ ЗА НАЯВНОСТІ БОЗЕ-КОНДЕНСАТУ

Дацюк Ю.С.¹, Дмитрук І.П.², Шигорін П.П.³

¹Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, бакалавр факультету Інформаційних систем, фізики та математики, e-mail: julia1614@ukr.net,

²Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, старший лаборант кафедри теоретичної та математичної фізики e-mail: dmtirp@gmail.com,

³Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.ф.-м.н., доцент кафедри теоретичної та математичної фізики, e-mail: pashyh@gmail.com

Важливим завданням статистичної механіки є дослідження динаміки колективних збуджень в багаточастинкових системах, які виникають внаслідок узгодженого руху всієї системи завдяки взаємодії між частинками. У випадку рідин та газів колективні моди мають гідродинамічну природу і проявляються у вигляді звукових хвиль. Особливо розмаїтими є гідродинамічні моди у

квантових рідинах та газах. Наприклад, у надплинному гелію-4 крім звичайних звукових хвиль (першого звуку) можуть поширюватися температурні хвилі (другий звук) [1].

Поява в надплинному гелію поряд із першим звуком другого звуку пов'язана із дворідинною структурою гідродинамічних рівнянь, що в свою чергу відбиває наявність в системі бозе-айнштайнівського конденсату. Мовою дворідинної моделі перший звук відповідає синфазним коливанням нормальної та надплинної компонент, другий – протифазним.

Іншим прикладом багаточастинкової системи за наявності квантового виродження зі зломом симетрії є атомарний конденсований бозе-газ, що охолоджений до ультранизької температури (порядку десятків нанокельвінів) і утримується в магнітній пастці. Як показує теоретичний розрахунок [2], у такій системі можуть поширюватися перший та другий звук, а також теплова релаксаційна мода. На відміну від надплинного гелію-4, у якого через сильну взаємодію між атомами розділення нормальної та надплинної компоненти є неможливе, в конденсованому бозе-газі перший звук асоціюється із коливаннями густини атомів надконденсату, а другий звук – коливання густини конденсатних атомів.

У даній роботі проводиться теоретичне дослідження нульового звуку в атомарному конденсованому бозе-газі.

Динаміка конденсованого бозе-газу при відмінних від нуля температурах описується на основі рівнянь руху для двох величин: вігнерівської функції розподілу атомів над конденсату $f = f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ та макроскопічної хвильової функції конденсату $\Phi = \Phi(\mathbf{r}, t)$. Відповідна система рівнянь побудована в роботі [3]:

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} + \nabla(n_c \mathbf{v}_c) = R[f],$$

$$m \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_c \nabla \right) \mathbf{v}_c = -\nabla \mu_c,$$

$$\frac{\partial f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \cdot \nabla f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) - \nabla V_{eff}(\mathbf{r}, t) \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) = C_{22}[f] + C_{12}[f, \Phi],$$

$$\text{де } f = f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t), \quad f_i = f(\mathbf{p}_i, \mathbf{r}, t), \quad n_c = |\Phi(\mathbf{r}, t)|^2.$$

Для опису нульового звуку маємо розглянути беззіткневу динаміку. Таким чином маємо покласти інтеграли зіткнень рівними нулеві.

Звукову хвилю вважаємо процесом поширення періодичного збурення густини. Розглядаючи малі відхилення від стану рівноваги, який характеризується параметрами: n_{c0} , \tilde{n}_0 — рівноважні густини конденсату та теплової хмарини; $\mathbf{v}_{c0} = 0$ — швидкість конденсату;

$$f_0 = 1 / (e^{c^2 + \beta g n_{c0}} - 1) \text{ — рівноважна функція розподілу. Покладемо}$$

$$n_c(\mathbf{r}, t) = n_{c0} + \delta n_c \exp(ikz - i\omega t), f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = f_0 + f_0 [1 + f_0] h_0(\mathbf{p}) \exp(ikz - i\omega t).$$

При цьому слід вважати, що відхилення від рівноваги є малими, тобто виконуються співвідношення $|\delta n_c| \ll n_{c0}, |h_0| \ll f_0$.

Рівняння динаміки розрідженого газу за наявності бозе-конденсату дають наступне рівняння для визначення відхилення функції розподілу від рівноважної

$$\left(\frac{\omega_0}{ck} - \cos \theta \right) h_0(\mathbf{c}) = 2A \frac{1}{\pi^{3/2} \Lambda^3} \cos \theta \int d\mathbf{c}' f_0(1 + f_0) h_0(\mathbf{c}').$$

Це рівняння подібне до добре відомого дисперсійного співвідношення для нульового звуку в теорії Ландау фермі-рідини. Розв'язок цього рівняння визначає поправку до локально-рівноважної функції розподілу, а також швидкість поширення нульового звуку.

Список літератури:

1. Nozieres P. Theory of quantum liquids: superfluid Bose liquids [Text] / P. Nozieres, D. Pines. – Addison-Wesley. 1990. – 180 p.
2. Шигорін П. П. Дисперсійне співвідношення для хвиль першого та другого звуків у конденсованих атомарних бозе-газах / П. П. Шигорін, Ю. М. Ляшук // Наук. вісн. Волин. нац. ун-ту ім. Лесі Українки. Фізичні науки. – 2010. – № 6. – С. 58-63.
3. Shygorin P. Equations of coupled condensate and non-condensate dynamics in a trapped Bose gas / P. Shygorin, A. Svidzynskij // Ukr. J. Phys. – 2010. – Vol. 55. – No. 5. – P. 554-559.

УДК 538.9

ФУНКЦІЇ ГРІНА ДЛЯ СИСТЕМ ІЗ ДИСКРЕТНИМ СПЕКТРОМ

Лехняк В. В.¹, Шигорін П. П.²

¹Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, бакалавр факультету Інформаційних систем, фізики та математики, e-mail: vlekhnayak@mail.ru,

²Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.ф.-м.н., доцент кафедри теоретичної та математичної фізики, e-mail: pashyh@gmail.com

У багатьох задачах сучасної теоретичної фізики виявляється надзвичайно ефективною техніка функцій Гріна. Найпоширеніший спосіб їх побудови впливає з формули розкладу за власними функціями даної системи. Цей розклад має вигляд [1, 3, 4]:

$$G(\vec{r}, \vec{r}'; E) = \sum_{\lambda} \frac{\psi_{\lambda}^*(\vec{r}') \psi_{\lambda}(\vec{r})}{E - E_{\lambda}}$$

Тут $\psi_{\lambda}(\vec{r})$ – власні функції, а E_{λ} належить спектру оператора Гамільтона. Символ \sum_{λ} означає насправді не лише сумачію по дискретній частині спектра, а й інтегрування по неперервній його частині. Таким чином, вираз для функції Гріна можемо подати в більш розгорнутій формі:

$$G(\vec{r}, \vec{r}'; E) = \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \frac{\psi_{\vec{k}}^*(\vec{r}') \psi_{\vec{k}}(\vec{r})}{E - E(\vec{k})} + \sum_n \frac{\psi_n^*(\vec{r}') \psi_n(\vec{r})}{E - E_n} = G^c + G^d,$$

де G^c і G^d – “неперервна” та “дискретна” складові.

Отже, здавалося б, маючи власні функції і відповідні власні значення гамільтоніана, можна легко побудувати функцію Гріна. Однак в багатьох задачах з обчисленням “дискретної” складової виникає трудність, оскільки при цьому доводиться виконувати сумачію по E_n – коренях, взагалі кажучи, трансцендентного рівняння, що не вдається виконати аналітично. Однак виявляється, що проблема розв’язується автоматично, оскільки така ж сума з протилежним знаком виникає внаслідок сумачію по полюсах при застосуванні теореми про рештки при обчисленні контурного інтеграла для “неперервної” складової G^c . При цьому G^c розпадається на два доданки $G^c = G' - G^d$, і при підстановці “дискретна” складова знищується. Таким чином доданок, що містить дискретний спектр, у вихідну функцію Гріна не увійде. Така ситуація має місце в задачі про SNS-контакт [2], але цей приклад доволі складний і вимагає громіздкого обчислення.

У даній роботі розглядається модель δ -функційної потенціальної ями. На даному прикладі показано, що “дискретна” складова функції Гріна в остаточний вираз для повної функції Гріна не увійде. Зроблено висновки і узагальнення про розглянуту властивість функції Гріна та можливість її застосування.

Рівняння Шредінгера для неї на осі $x \in (-\infty, \infty)$ виглядає так:

$$-\frac{1}{2m} \psi''(x) + g \delta(x) \psi(x) = E \psi(x),$$

де $g < 0$ – глибина потенціальної ями.

Внесок у функцію Гріна, що дає дискретний спектр, має вигляд:

$$G^d(x, x'; E) = \frac{m |g| e^{-m|g|(x+x')}}{E + mg^2/2}$$

Доданок від неперервного в області $x > 0$ спектра виражається інтегралом:

$$G^c(x, x'; E) = \int \frac{dk}{2\pi} \frac{\psi_2^*(x') \psi_2(x) + \tilde{\psi}_2^*(x') \tilde{\psi}_2(x)}{E - k^2/2m} = \int \frac{dk}{2\pi} \frac{e^{ik(x-x')}}{E - k^2/(2m)} -$$

$$\begin{aligned}
& - \int \frac{dk}{2\pi} \frac{mg}{mg - ik} \frac{e^{ik(x+x')}}{E - k^2/2m} = G^0(x-x'; E) - \int \frac{dk}{2\pi} \frac{mg}{mg - ik} \frac{e^{ik(x+x')}}{E - k^2/2m} = \\
& = G^0(x-x'; E) - G^d(x, x'; E) - \sqrt{\frac{m}{2E}} \frac{mge^{i\sqrt{2mE}(x+x')}}{mg - i\sqrt{2mE}}
\end{aligned}$$

Бачимо, що в виразі для G^c з'являється доданок $-G^d$, який знищує “дискретну” складову у виразі для G . Остаточний результат для повної функції Гріна має вигляд:

$$G(x, x'; E) = \frac{1}{i} \sqrt{\frac{m}{2E}} \left\{ e^{i\sqrt{2mE}(x-x')} + \frac{im|g|}{mg - i\sqrt{2mE}} e^{i\sqrt{2mE}(x+x')} \right\}.$$

Таким чином, з останнього виразу для функції Гріна внесок від дискретного спектру випав! Фізичний зміст доданків, що залишилися, такий: перший є функцією Гріна для вільної частинки, другий, пропорційний $e^{ik(x+x')}$, зумовлений наявністю ями і обертається на нуль при її відсутності ($g = 0$). Зауважимо, що полюс його знаменника, $mg = i\sqrt{2mE}$, визначає дискретний рівень енергії $E = -mg^2/2$.

Можна розглянути складнішу задачу, а саме яму скінченної ширини. У цьому випадку дискретний спектр є багаторівневий. Тоді вираз для G^d являє собою суму по цих рівнях, які визначаються трансцендентним рівнянням (її очевидно, точно підрахувати неможливо). Аналогічна сума, але з протилежним знаком, виникає внаслідок сумачії по полюсах у виразі для G^c . В результаті складова G^d функції Гріна G знищиться. Та ж ситуація виникає в теорії SNS-контакту, і розв'язується також внаслідок описаного знищення.

Список літератури:

1. Свідзинський А. В. Математичні методи теоретичної фізики. Луцьк.: Вежа, 2001, 563 с.
2. Свідзинский А. В. Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости. М.: Наука, 1982, 310 с.
3. Садовский М. В. Лекции по статистической физике. – Екатеринбург.: ИЭ УрО РАН, 1999, 262 с.
4. Schulten K. Notes on Quantum Mechanics. – Department of Physics and Beckman Institute University of Illinois at Urbana, 2000, 390 с.

ТЕОРЕМА М. М. БОГОЛЮБОВА ПРО ОСОБЛИВОСТІ ТИПУ $\frac{1}{q^2}$

Ліщинська В.М.

Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки,
аспірантка кафедри теоретичної та математичної фізики, e-mail: ma_len_ka@ukr.net

Фазовий перехід в низькотемпературну фазу супроводжується зниженням симетрії [1, 2]. В деяких випадках, якщо порушено симетрію основного стану, можна отримати ряд елементарних збуджень з енергією, що перетворюється в нуль у довгохвильовій границі. Так для надплинних бозе-систем має місце нерівність [2]

$$\langle\langle b_q^+, b_q \rangle\rangle_E \geq \left(\frac{\rho_0 m}{\rho 4\pi}\right) \frac{1}{q^2}, \quad (1)$$

де $\langle\langle \dots \rangle\rangle$ енергетичне представлення відповідної функції Гріна, при m – маса частинки, ρ_0 – густина частинок в конденсаті і ρ – повна густина.

З нерівності (1) випливає нерівність:

$$n_q = \langle b_q^+ b_q \rangle \geq \frac{1}{2} \left\{ \frac{m\theta \rho_0}{q^2 \rho} \right\}. \quad (2)$$

Таким чином, густина безперервного розподілу бозонів за імпульсами при $q \rightarrow 0$ прямує до нескінченності як $\frac{1}{q^2}$.

Це загальне твердження, відоме як теорема про особливості типу $\frac{1}{q^2}$, справедливо також для надплинних фермі-систем [2]. За допомогою нерівностей типу (1) і (2) вдалося, зокрема, строго довести відсутність фазового переходу в ізотропних спінових системах при розмірності решітки $d < 3$ і врахування взаємодії тільки найближчих сусідів [3]. Подібний результат вдалося строго встановити також і для деяких систем з переходом рідина - кристал [4]. Відзначимо, що в разі феромагнітних спінових систем, які задовільняються теоремою про $\langle\langle \frac{1}{q^2} \rangle\rangle$ відповідні порушення називаються магнонами.

Потрібно відзначити, що ідеї про спонтанне порушення симетрії і про пов'язані з таким порушенням елементарні збудження, що підкоряються теоремі про $\langle\langle \frac{1}{q^2} \rangle\rangle$, знаходять широке застосування в квантовій теорії поля при розгляді бозонів з нульовою масою у випадку скалярних полів [5] (голдстоунівське збудження) в зв'язку з феноменом Хігса [6, 7] (виникнення маси у початкових безмасових векторних частинок), в теорії електрослабих взаємодій [8] і т. д.

Ще одним додатком методу квазісередніх, що представляє інтерес у зв'язку з рядом фізичних задач, що виникають в теорії фазових переходів, є опис станів зі змішаною симетрією (гетерофазних флуктуацій), розпочате на основі загального методу квазісередніх [1, 2] в роботах [9,10]. При цьому вдалося отримати цікаві результати в теорії магнетизму [10] і надпровідності [11], зокрема, пояснити ряд експериментів і передбачити існування нового фазового переходу – зі стану із змішаною симетрією в чистий фазовий стан.

Список літератури:

1. Bogolubov N. N. *Physica* / N. N. Bogolubov // v. 26S, p.1, - 1960.
2. Боголюбов Н. Н. *Сообщения ОИЯИ* // Н. Н. Боголюбов // Дубна: Д-781, - 1961.
3. Mermin N. D., Wagner H. *Phys. Rev. Lett.* / N. D. Mermin, H. Wagner // v. 17 – 1966. – 1133p.
4. Sadovnikov B., Sorokina E, *Indian J. Pure Appl. Phys.* / B. Sadovnikov, E. Sorokina, J. Indian // v.8. – 1970. – 61p.
5. Goldstone J. *Nuovo Cimento* / J. Goldstone // v. 19 – 1961. – 154p.
6. Higgs P. W. *Phys. Rev. Lett.* / P. W. Higgs // v. 13 – 1964. – 508p.
7. Higgs P. W. *Phys. Rev.* / P. W. Higgs // v. 145 – 1966. – 1156p.
8. Вайнберг С. *УФН* / С. Вайнберг // т.132 – 1980. – 201с.
9. Юкалов В. И. *ТМФ* / В. И.Юкалов // т. 26 – 1976. – 403с.
10. Shumokovsky A. S., Yukalov V. I. *Physica* / A. S. Shumokovsky ,V. I.Yukalov // v. 110 – 1982. – 518p.
11. Шумовский А. С., Юкалов В. И. *ДАН СССР* / А. С. Шумовский, В. И.Юкалов // т. 266 – 1982. – 320с.

УДК 538.9

ЕФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА В ДВОБАР'ЄРНОМУ ТУНЕЛЬНОМУ КОНТАКТІ

Павлюк І.С.¹, Шигорін П.П.²

¹Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, бакалавр факультету Інформаційних систем, фізики та математики, e-mail: irunka752@ukr.net,

²Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.ф-м.н., доцент кафедри теоретичної та математичної фізики, e-mail: pashyh@gmail.com

Робота присвячена теоретичному описові ефекту Джозефсона в періодичних тунельних контактах, що складаються із надпровідників (S), розділених тонким шаром діелектрика (I). Зокрема розглянуто ефекти фазово-когерентного переносу заряду в SISIS та SIS'IS контактах, дослідження яких актуальне у зв'язку зі створенням квантового комп'ютера на основі надпровідних кубітів. У зв'язку із розвитком нанотехнологій, з'явилась можливість створення багат шарових тунельних контактів із довільною геометрією, зокрема із дуже малою товщиною внутрішнього надпровідника, порядку декількох ангстрем. У цьому випадку можна очікувати появу ефектів резонансного тунелювання.

Для теоретичного опису ефекту Джозефсона нами були використані рівняння мікроскопічної теорії надпровідності, спрощені із урахуванням квазікласичності у русі куперівських пар [1]. Таке спрощення дозволило понизити порядок диференціальних рівнянь і отримати точний аналітичний розв'язок для функцій Гріна. Нами було одержано формулу, яка описує струм Джозефсона в тунельному SISIS контакті. Проаналізовано залежність критичного струму від відстані між бар'єрами та температури. Зокрема показано немонотонну залежність критичного струму від відстані між бар'єрами і наявність резонансних максимумів. Ці максимуми відповідають максимумам коефіцієнта проходження електрона через подвійний потенціальний бар'єр. Величина піків залежить від температури.

Залежність густини джозефсонівського струму в тунельному SISIS контакті від когерентної різниці фаз на берегах контакту ϕ , температури T , а також параметрів бар'єру має вигляд

$$j(\phi, T) = \frac{\pi}{4} e v_0 N(0) \frac{D \Delta \sin 2\phi}{\sqrt{1 - D \sin^2 \phi}} \operatorname{th} \frac{\Delta \sqrt{1 - D \sin^2 \phi}}{2kT}.$$

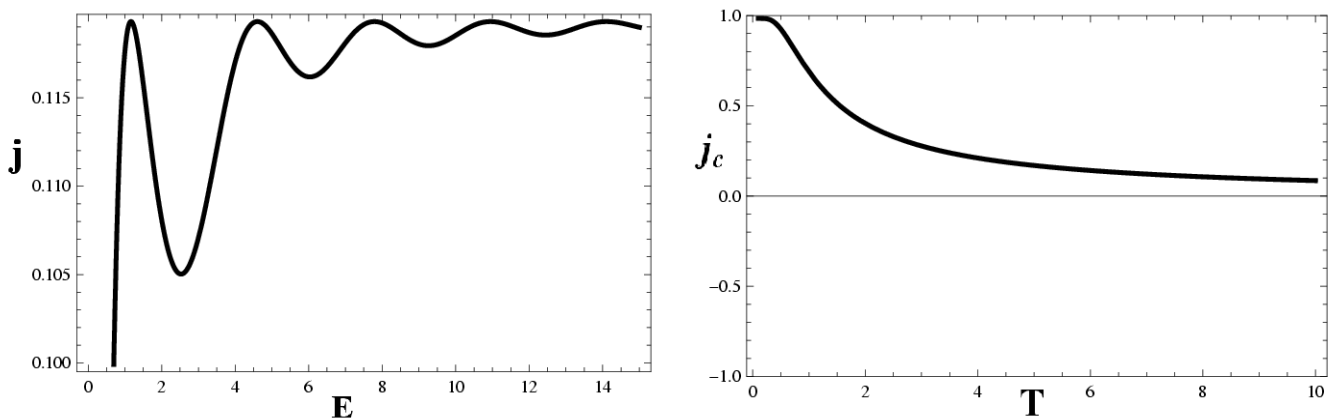


Рис. 1. Залежності густини струму від енергії електронів (ліворуч) та густини критичного струму від температури (праворуч).

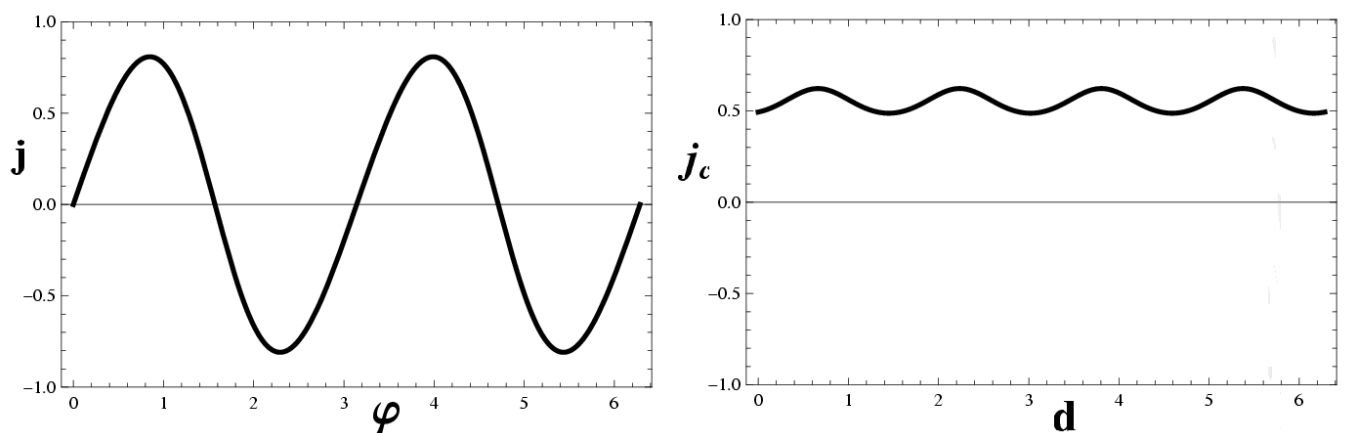


Рис. 2. Залежності густини струму від різниці фаз (ліворуч) та густини критичного струму від товщини бар'єру (праворуч).

На графіках помічаємо наявність резонансних піків у густині струму, синусоїдальну поведінку струму від різниці фаз із періодом π та модульованою амплітудою.

Список літератури:

1. Свідзинський А. В. Мікроскопічна теорія надпровідності / А. В. Свідзинський. — Луцьк: РВВ «Вежа», 2011. — 420 с.

УДК: 535.323, 535.53, 537.226, 548

ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРНО-СПЕКТРАЛЬНО-БАРИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИСТАЛУ LiNH_4SO_4 α -МОДИФІКАЦІЇ

Рудиш М.Я.^{1,2}, Щепанский П.А.^{1,2}, Стадник В.Й.¹, Брезвін Р.С.¹

¹Львівський національний університет ім. Івана Франка, м. Львів, Україна, e-mail: rudysh.myron@gmail.com

²Jan Dlugosz University in Częstochowa, Al. Armii Krajowej 13/15, 42-200 Częstochowa, Poland

Кристали літій-амоній сульфату LiNH_4SO_4 (ЛАС) можуть існувати у двох модифікаціях [1, 2]. Кристали ЛАС β -модифікації є як сегнетоелектриками за кімнатної температури так і сегнетоеластиками за температур нижчих 285 К. Для β -модифікації кристала ЛАС характерною є псевдогексагональна тривимітоподібна структура, яка складається з тетраедрів SO_4 і LiO_4 , які з'єднані вершинами і утворюють шестиланкові кільця, перпендикулярні осі Z . Кристали ЛАС α -модифікації відрізняються від β -модифікації тим, що тетраедри SO_4 і LiO_4 в Z -напрямку можуть мати спільними не тільки вершини, але і ребра [2, 3].

Метою даної роботи є дослідження температурно-баричної залежності двозаломлення кристалів α -ЛАС.

На рис. 1 і 2 представлені дисперсія двопронезаломлення $\Delta n_i(\lambda)$ за кімнатної температури для одновісних тисків уздовж головних кристалофізичних напрямків. Видно, що двопронезаломлення досить чутливе до дії одновісних тисків $d\Delta n_i/d\sigma_m \sim 0,5 \cdot 10^{-6}$ бар⁻¹. Підтверджено виявлену раніше закономірність [4]: одновісні тиски уздовж взаємно-перпендикулярних напрямків призводить до різних за знаком змін Δn_i .

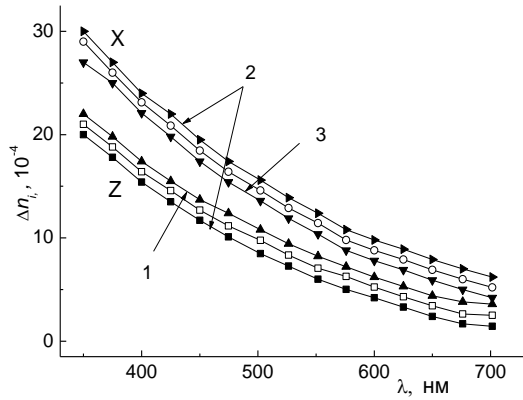


Рис. 1. Дисперсія двопронезаломлення $\Delta n_{x,z}$ кристалів LiNH_4SO_4 . Світлі точки - механічно вільний кристал, темні точки - одноосно затиснутий: 1 - $\sigma_x = 200$ бар, 2 - $\sigma_y = 200$ бар, 3 - $\sigma_z = 200$ бар.

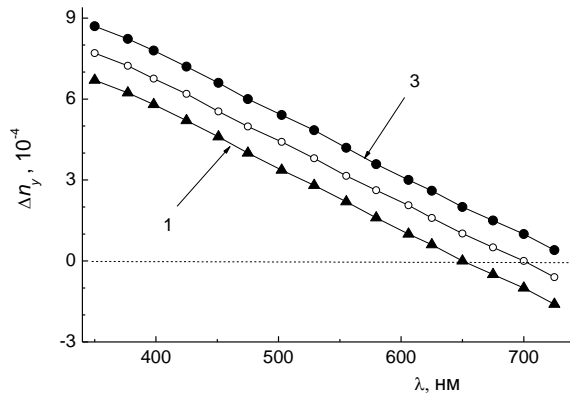


Рис. 2. Дисперсія двопронезаломлення Δn_y кристалів LiNH_4SO_4 . Світлі точки - механічно вільний кристал, темні точки - одноосно затиснутий: 1 - $\sigma_x = 200$ бар, 3 - $\sigma_z = 200$ бар.

Розглянемо спектрально-баричну поведінку Δn_y , оскільки в даному напрямку в кристалі виникає ізотропний точка. З малюнка - видно, що для механічно вільного кристала $\Delta n_y = 0$ для $\lambda_0 \approx 683$ нм. Одночасне напруження $\sigma_z = 200$ бар збільшує Δn_y в середньому на $1,05 \cdot 10^{-4}$, при цьому характер кривої $d\Delta n_i/d\lambda$ практично не змінється ($d\Delta n_i/d\lambda = 2,22 \cdot 10^{-6} \text{ нм}^{-1}$ і $2,25 \cdot 10^{-6} \text{ нм}^{-1}$ для механічно вільного і затиснутого кристала, відповідно). Однак, при цьому точка $\Delta n_y = 0$ буде мати місце при $\lambda_0 \approx 737$ нм. Таким чином, одноосний тиск σ_z зміщує ізотропну точку в довгохвильову ділянку спектра.

Одноосний тиск $\sigma_x = 200$ бар зменшує двопронезаломлення в середньому на $0,97 \cdot 10^{-4}$. Характер кривої $d\Delta n_i/d\lambda$ також практично не змінється, а точка $\Delta n_y = 0$ буде мати місце при $\lambda_0 \approx 655$ нм. Тобто одночасне напруження σ_x зміщує ізотропну точку в короткохвильову область спектра.

Використовуючи експериментально отримані температурні і спектральні залежності двопронезаломлення кристалів ЛАС для різних значень одноосного стиску, побудована узагальнена температурно-спектрально-барическая діаграма ізотропного стану (рис. 3).

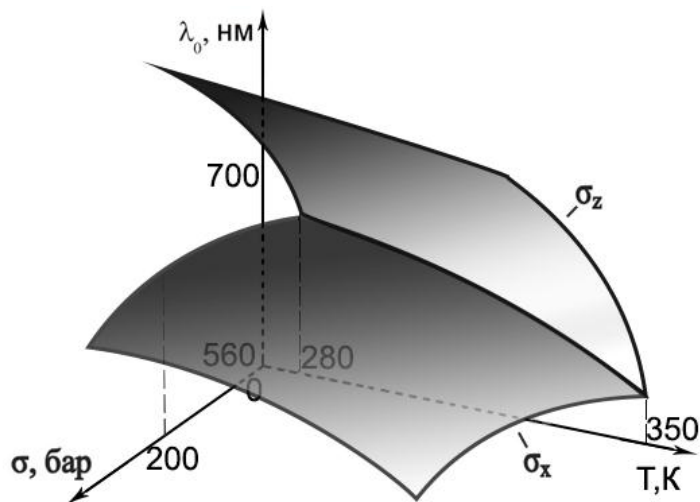


Рис. 3. Температурно-спектрально-барична діаграма ізотропного стану кристала $\alpha\text{-LiNH}_4\text{SO}_4$.

Дана діаграма дає можливість визначити ізотропний стан кристалів ЛАС в певних температурному, спектральному і баричному діапазонах, що може мати практичне значення при використанні даного кристала в якості кристалооптичних датчиків вимірювання температури і тиску.

Список літератури:

1. Polonska M., Phase Transitions, **74**, 409 (2001).
2. Pietraszko A., Lukaszewicz K., Acta Phys. Polon, **66**, 2057 (1992).
3. Tomaszewski P.E., Solid State Commun, **81**, 333 (1997).
4. Стадник В.Й., Романюк Н.А., Брезвін Р.С. Електронна поляризованість фероїків. Львів, ЛНУ ім. І. Франка (2013).

УДК 538.9

МОДЕЛЮВАННЯ МЕХАНІЗМІВ УТВОРЕННЯ НАНО ТА МІКРОСТРУКТУР В РЕЛАКСАЦІЙНІЙ ОПТИЦІ

Сільчук Н.С.

Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки,
спеціаліст кафедри теоретичної та математичної фізики, e-mail: kyan1993@ukr.net

В релаксаційній оптиці основними є процеси безвипромінювальної релаксації. Саме ці процеси обумовлюють незворотні зміни в середовищі.

Історія формування поверхневих інтерференційних структур була започаткована М. Бірнбаумом у 1965 р. [4]. Пізніше було встановлено, що ці інтерферографи наноструктуровані.

Для пояснення результатів була використана модель поверхневих поляритон-плазмонів [1]. Було встановлено, що «наногорби» неоднорідні по висоті: вершини «наногорбів» германію мають гексагональний тип симетрії, тоді як основа — структура алмазу. На основі цього можна зробити припущення, що в наноколонях кремнію неоднорідність по висоті може змінюватися: від структури алмазу в основі наноколони до квазікристалічних або аморфних фаз на вершині наноколони. Утворення «наногорбів» та наноколон слід пов'язати з електромагнітним свелінгом (розпуханням поверхні). Ці результати можна пояснити на основі фізико-хімічної моделі каскадного послідовного збудження відповідного типу та числа хімічних зв'язків в режимі насичення збудження [5,6,7].

Кристалічні напівпровідники кремній і германій в основному мають структуру алмазу. Елементарна ґратка має вісім атомів. Об'ємну щільність ґратки можна оцінити за формулою

$$N_L = \frac{\rho N_A}{8A}, \quad (1)$$

де ρ — щільність напівпровідника, N_A — число Авогадро, A — вага одного грам-атома. Для кремнію $N_{LSi} = 6,26 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, а для германію $N_{LGe} = 5,68 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ [2].

Утворення лазерно-індукованих об'ємних мікроструктур спостерігалося в перших експериментальних результатах по самофокусуванню [3]. На Рис.1 наведено зображення отримане за допомогою просвічуючої електронної мікроскопії каскаду руйнувань отриманих в кварці при опроміненні серіями фемтосекундних імпульсів з енергією в імпульсі 300 нДж/імпульс [1].

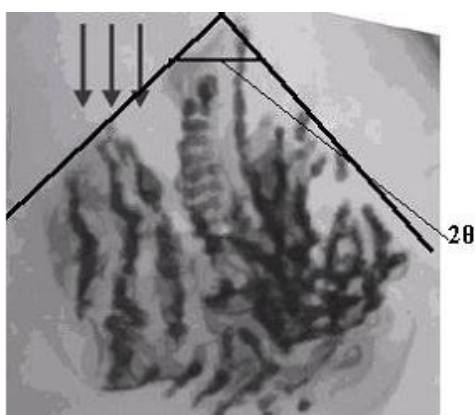


Рис.1. Зображення отримане за допомогою просвічуючої електронної мікроскопії каскаду руйнувань отриманих в кварці при опроміненні серіями фемтосекундних імпульсів з енергією в імпульсі 300 нДж/імпульс [1].

Як видно з малюнка, кут конусу каскаду руйнувань рівний куту черенковського випромінювання. Якісно ці результати можна пояснити наступним чином: при збільшенні інтенсивності опромінення багатофотонні процеси поглинання призводять до безвипромінювальної релаксації, накладаються інтерференційні явища падаючого та черенковського опромінення. Утворення неоднорідної структури також може бути пов'язане зі

взаємною інтерференцією хвиль черенковського випромінювання, що генерується в даному середовищі. Окрім того, ця неоднорідність може бути обумовлена багатоімпульсним характером опромінення.

Список літератури:

- 1.Макин В.С. Закономерности образования упорядочных микро- и наноструктур в конденсированных средах при лазерном возбуждении мод поверхностных поляритонов : дис. ...д-ра физ.-мат. наук: спец. 01.04.05 «Оптика» / В.С. Макин. – СПб.:Гос. ун-т информ. технологии, механики и оптики, 2013. – 398 с.
- 2.Трохимчук П.П. Математичні основи знань. Поліметричний підхід : монографія / Петро Трохимчук. – Вид. 2-ге, виправл, та доповн. – Луцьк : Вежа-Друк,2014. – 624 с.
- 3.Чефранов С.Г. ЖЭТФ./ С.Г.Чефранов. 123 (2004). 333.
- 4.Baraff G.A. Distribution and ionization rates for electrons in semiconductor.// Phis.Rev.- 1962 – Vol 128,№6.-P.2507-2517
- 5.Medvid' A. Nano-cones Formed on a Surface of Semiconductors by Laser Radiation: Technology, Model and Properties/ Nanowires Science and Technology ed. Nicoletta Lupu. – Vukovar: Inech, 2010. – P.61–82.
- 6.Trokhimchuck P.P. Foundations of Relaxed Optics. Lutsk: Vezha, 2011. 627 p.
- 7.Trokhimchuck P.P. Nonlinear and Relaxed Optical Processes. Lutsk: Vezha–Print, 2013. 280 p.

УДК 537.312.8, 538.97

ЕФЕКТ ААРОНОВА-БОМА В СФЕРИЧНИХ НАНОСИСТЕМАХ

Яхневич М.Я.

Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича,
аспірант кафедри теоретичної фізики та комп'ютерного моделювання, e-mail: ktf@chnu.edu.ua

Ефект Ааронова-Бома - квантовомеханічний ефект, який характеризує вплив зовнішнього електричного чи магнітного поля, що зосереджене в області, недосяжній для зарядженої частинки, на її квантовий стан. Цей вплив пояснюється тим, що у місцях, де напруженості полів рівні нулю, відмінним від нуля залишається векторний потенціал. У квантовій механіці, на відміну від класичної, векторний потенціал електромагнітного поля уже не є допоміжною величиною для визначення напруженостей, а й самостійно володіє фізичним змістом і впливає на енергію квазічастинки. Вперше детальний теоретичний розгляд цього ефекту було здійснено Я. Аароновим та Д. Бомом [1], а для наносистем досліджувався в роботах [2-6] на прикладі напівпровідникових тороїдальних кілець, які поміщені в однорідне магнітне поле.

Енергія основного стану електрона в наносистемі, поміщеній в магнітне поле, зростає, але внаслідок ефекту Ааронова – Бома електрон у нанокільці в станах з магнітним квантовим числом $m < 0$ при певних значеннях магнітного поля має таку ж енергію як і в стані $m=0$ у відсутності поля. Внаслідок цього роль основного стану по чергово виконують стани з $m=0, -1, -2, \dots$

У даній роботі досліджено вплив магнітного поля на енергетичні спектри квазічастинок у багат шарових сферичних наносистемах. Дослідження показують, що в багат шарових квантових точках, у яких можлива локалізація квазічастинок у сферичній плівці, при збільшенні індукції однорідного магнітного поля, внаслідок ефекту Ааронова - Бома, роль основного стану електронів та дірок послідовно виконують стани з $m=0, -1, -2, \dots$. Зміни конфігурації основного стану відбувається при збільшенні індукції магнітного поля на однакову величину (ΔB). На відміну від нанокілець, у досліджуваних наносистемах енергія основного стану електрона зі збільшенням магнітного поля зростає у всьому діапазоні зміни індукції магнітного поля. На основі моделі безмежно глибокої потенціальної ями для сферичної плівки CdSe з внутрішнім радіусом r_0 , досліджено граничний перехід $r_0 \rightarrow 0$, при якому сферична плівка вироджується в квантову точку. Зменшення внутрішнього радіуса сферичної ями приводить до збільшення індукції магнітного поля, при якій відбувається зміна конфігурації основного стану. Показано, що у граничному випадку $r_0 \rightarrow 0$ ефект Ааронова-Бома зникає повністю. У квантовій точці основним станом при будь-якій величині магнітного поля залишається стан з $m=0$.

Показано, що для сферичних наносистем, у яких можлива локалізація квазічастинок у сферичній плівці, ефект Ааронова - Бома проявляється на залежностях інтенсивностей міжзонних переходів від індукції магнітного поля. Оскільки, за правилами відбору у дипольному наближенні міжзонні переходи можливі лише між станами з однаковим значенням магнітного квантового числа, а зміни конфігурації основного стану для електрона та дірки відбувається при різних значеннях індукції магнітного поля, то існують області значень індукції магнітного поля, при яких міжзонні переходи будуть мало ймовірними. Розрахунки показують, що ці області виникають періодично зі збільшенням індукції магнітного поля, а ширина залежить від фізичних та геометричних параметрів наносистеми.

Список літератури:

1. Aharonov, Y. and D. Bohm, *Phys. Rev.* **115**, 485—491 (1959).
2. M. Bayer, M. Korkusinski, P. Hawrylak, T. Gutbrod, M. Michel, and A. Forchel, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 186801 (2003).
3. L. Schweidenback, T. Ali, A.H. Russ, J.R. Murphy, A. N. Cartwright, A. Petrou, C. H. Li and other, *Phys. Rev. B* **85** 245310 (2012).
4. J. Climente, J. Planelles and W. Jaskólski, *Phys. Rev. B* **68** 075307 (2003)
5. Kuskovsky et al. *Phys. Rev. B* **76** 035342; (2007)
6. Sellers et al *PRL* **100**, 136405 (2008).

НАУКОВІ ПРИНЦИПИ СТВОРЕННЯ НОВИХ АНАЛІТИЧНИХ СИСТЕМ

SCIENTIFIC PRINCIPLES OF NEW ANALYTICAL SYSTEMS DEVELOPMENT

УДК 621. 315. 592

ВПЛИВ ІЛЮЗІЇ КРАЙОВОГО КОНТРАСТУ НА ДОСТОВІРНІСТЬ АНАЛІЗУ ГРАФІЧНИХ ОБ'ЄКТІВ

Волкомурова К. В., Демчук Л. В.

Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки,
e-mail: Sasha12101996@ukr.net

У різних галузях науки, техніки, медицини інформацію часто доводиться отримувати з графічних об'єктів, що мають граничні збільшення чи роздільну здатність. Це фотографії астрономічних тіл, зображення, одержані за допомогою оптичних та електронних мікроскопів, х-променеві, МРТ-, УЗД-знімки, тощо. При інтерпретації таких зображень необхідно враховувати особливості обробки мозком людини візуальної інформації, інакше висновки можуть бути недостовірними.

Загальновідомим прикладом наукової помилки є «Марсіанські канали» -система ліній, які у 1887 р. виявив італійський астроном Дж.В. Скіапареллі на поверхні Марса за допомогою телескопа. Наукові дискусії з цього приводу тривали аж до 1930 р., коли астрономи остаточно прийшли до висновку, що більшість ліній, які трактувались як канали, є оптичним обманом.

Ілюзії зорового сприйняття виникають тому, що лише невелика частина сітківки дає чітке зображення предметів. Слабкі сигнали на шляху від фоторецепторів до зорового центру обробляються мозком з метою створити найбільш чіткий і повний візуальний образ, який інколи не відповідає реальному. Практично усі типи оптичних ілюзій вивчені і мають фізіологічні та психологічні пояснення.

У своїй роботі ми розглянемо посилення контрастності чорно-білих зображень, описане ще у 1865 р. Ернстом Махом. При поєднанні рівномірно забарвлених прямокутників з різними відтінками сірого кольору на границях спостерігається градієнт яскравості. Темний край сприймається темнішим, а світлий – світлішим (рис.1).

Причиною виникнення цього ефекту є фізіологічне явище латерального (бічного) гальмування рецепторів. Особливі клітини (інтернейрони) зв'язані з двома сусідніми нейронами і потенціал збудження перетворюють у потенціал гальмування, пропорційний збудженню.



Рис.1 Смуги Маха

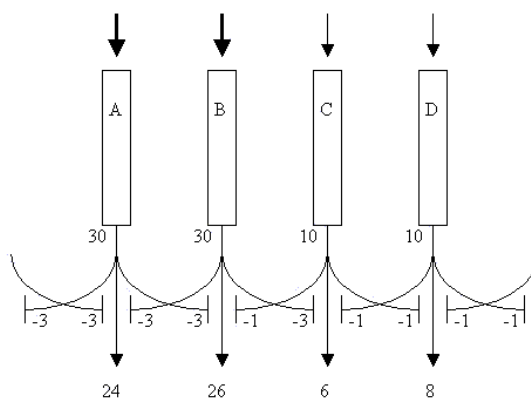


Рис.2 Схематичне зображення бічного гальмування [1].

У схемі (рис.2) на зорові рецептори А і В падає світло більшої інтенсивності і створює збудження, величину якого умовно позначимо 30 одиниць; збудження С і D становить по 10 од. Кожен рецептор гальмує сусідні певною частиною (наприклад 10%) від отриманого збудження. Наприклад, рецептор В після гальмування передасть у зоровий нерв імпульс величиною:

$$30 - 30 \cdot 0,1 - 10 \cdot 0,1 = 30 - 3 - 1 = 26.$$

Внаслідок різниці ступеня гальмування на межі по-різному освітлених частин сітківки ми бачимо смуги Маха. Сигнал, що передається нейронам після перехресного гальмування (нижній рядок схеми), має більшу відносну різницю інтенсивності збудження на межі суміжних ділянок, ніж первинний.

Здатність людського ока підкреслювати перепади яскравості, створюючи ілюзію лінії чи границі, використовується у комп'ютерній графіці (затемнення за Гуро). На нього слід зважати, візуально аналізуючи знімки і зображення у наукових дослідженнях і при медичних обстеженнях. У роботах [2-3] описані особливості трактування х-променевих знімків у стоматології та пульмонології та наведені приклади діагностичних помилок через неврахування явища Маха.

Список літератури:

1. https://de.wikipedia.org/wiki/Datei:Rezeptives_feld.gif
2. Nielsen, Christen J.; "Effect of Scenario and Experience on Interpretation of Mach Bands," Journal of endodontics Volume 27, Issue 11, Pages 687–691
3. Parker, M. S.; Chasen, M. H.; Paul, N. (2009). "Radiologic Signs in Thoracic Imaging: Case-Based Review and Self-Assessment Module". American Journal of Roentgenology 192 (3_Supplement): S34. doi:10.2214/AJR.07.7081.

ПРОБЛЕМИ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ ФОТОСТИМУЛЬОВАНОЇ ДИФУЗІЇ В РЕЛАКСАЦІЙНІЙ ОПТИЦІ

Гасимова Т.Р.

ЗОШ І-ІІІ ст. с. Лаврів Луцького р-ну Волинської обл., вчитель фізики,
Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, студентка факультету фізики,
математики та інформаційних систем, e-mail: ttamila778@gmail.com

Згідно класифікації релаксаційнооптичних процесів та явищ, дифузійні процеси відносяться до вторинних динамічних (колективних) процесів. У випадку релаксаційної оптики дифузію слід розглядати в комплексі з процесами перевипромінювання, так як обидва ці процеси пов'язані з переносом та перерозподілом енергії взаємодії [1-3].

При структурному підході ми повинні враховувати фотостимульовану дифузію.

Фотостимульовану дифузію можна віднести ще до реактивної дифузії [4]. Прикладами фотостимульованої реактивної дифузії можуть бути профілі розподілу донорних центрів в антимоніді та арсеніді індію, які були отримані після опромінення імпульсами рубінового лазера [1-3] (Рис. 1).

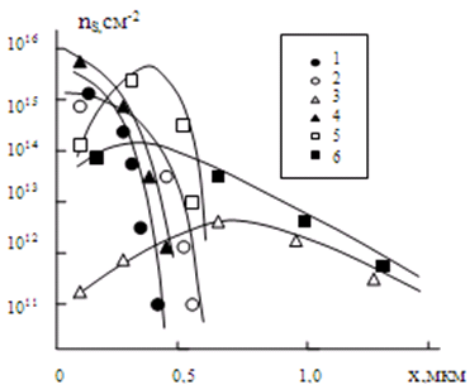


Рис. 1. Профілі розподілу шарової концентрації донорних центрів в інверсійних шарах InSb та InAs, отриманих після опромінення одиночними імпульсами рубінового лазера тривалістю 20 нс з різною густиною енергії в імпульсі 0,07 (1); 0,096 (2); 0,16 (3); 0,16 (4); 0,25 (5); 0,5 Дж·см⁻² (6). 1-3 – InSb, 4-6 – InAs.

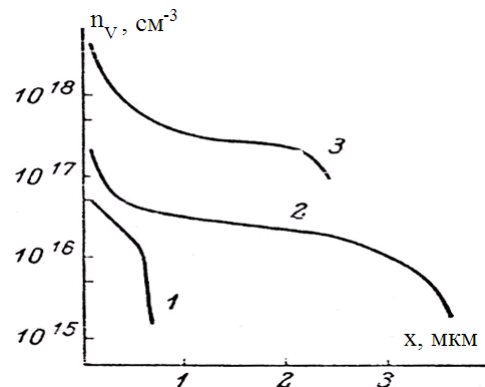


Рис. 2. Профілі розподілу об'ємної концентрації електронів після лазерного опромінення. 1, 2 – рубіновий лазер, тривалість імпульсу 5-6 нс; 3 – Nd:YAG лазер, тривалість імпульсу 10 нс, частота слідування імпульсів 12,5 Гц. Густина енергії в імпульсі: 1 – 5; 2 – 40 Дж/см².

Для порівняння можна розглянути профілі розподілу донорних центрів в антимоніді індію, що були отримані після опромінення мілісекундними імпульсами рубінового лазера та серіями імпульсів малопотужного неодимового лазера [1-3] (Рис.2).

Як видно з форм профілів розподілу донорних центрів вирішальну роль у формуванні хвостів профілів цих розподілів відіграють процеси перевипромінювання: кут нахилу «поличок» кривих 2

та 3. Рис. 2 відповідає коефіцієнту поглинання випромінювання з енергією кванта рівній ширині забороненої зони антимоніду індію – 0.18 Ев.

Пояснити експериментальні результати, що наведені на Рис.1 можна за допомогою моделі, яка була створена на основі рівнянь фотоефекту [1,2].

Загальний розв'язок цієї моделі при нехтуванні поверхневими ефектами має вигляд

$$N_s(x) = \frac{\alpha\eta(1-R)I_0\tau'x}{h\nu(\alpha^2L^2-1)\tau_r} [\alpha L \exp(-x/L) - \exp(-\alpha x)]. \quad (1)$$

Зі співвідношення (1) маємо два наближення, $\alpha L \ll 1$ – кінетичне:

$$N_{k_s} = \frac{\alpha\eta(1-R)I_0\tau'x}{h\nu\tau_r} \exp(-\alpha x) \quad (2)$$

а при $\alpha L \gg 1$ – динамічне наближення:

$$N_{D_s} = \frac{\eta x(1-R)I_0\tau'}{h\nu L\tau_r} \exp(-x/L). \quad (3)$$

Формула (2) дозволяє нам визначити кількість дефектів для випадку, коли вклад теплових процесів незначний, а формула (3) – коли основний вклад дають вторинні дифузійні (теплові) процеси та поряд з фотостимульованим дефектоутворенням проходить відпал дефектів.

Для більш адекватного опису поведінки хвостів кривих 3, 5 та 6 рис.1 була запропонована дводифузійна модель, згідно якої коефіцієнти фотостимульованої дифузії атомів In та Sb для антимоніду індію та In та As для арсеніду індію різні.

Процеси утворення поверхневих та об'ємних наноструктур можуть бути віднесені як до реакційної дифузії так і до електромагнітної та теплової релаксації.

Слід зазначити, що схожі експериментальні результати були отримані при опроміненні арсеніду індію імпульсами рубінового лазера [3], які пояснюються за допомогою цієї моделі.

В загальному випадку зміна стехіометрії призводить і до структурних змін, тому для пояснення процесів незворотної взаємодії лазерного випромінювання з кремнієм, германієм та алотропними фазами вуглецю такий метод не підходить. В залежності від режимів опромінення ми можемо отримувати фотоіндуковані переходи, скажімо, графіт – алмаз та навпаки [1-3].

Таким чином в пропонованій роботі проведений аналіз проблеми моделювання дифузійних процесів в релаксаційній оптиці. Наведена модель фотостимульованої дифузії та показано її використання для опису різного виду дифузійних процесів.

Список літератури:

1. Trokhimchuck P.P. Foundations of Relaxed Optics./ P.P. Trokhimchuck. – Lutsk: Vezha, 2011. – 627 p.
2. Trokhimchuck P.P. Nonlinear and Relaxed Optical Processes./ P.P. Trokhimchuck. – Lutsk: Vezha-Print, 2013. – 280 p.
3. Trokhimchuck P.P. Relaxed Optics: Necessity of Creation and Problems of Development./ P.P. Trokhimchuck. // International Journal of Advanced Research in Physical Science, Vol. 2, Is. 3, 2015. – P.1-12.

ВИКОРИСТАННЯ ІОННИХ АСОЦІАТИВ ПРИ ВИЗНАЧЕННІ СИНТЕТИЧНИХ ПІДСОЛОДЖУВАЧІВ

Грохольська І.Ю.¹, Токарська Ю.Ю.^{1, 2}, Кормош А.Ж.²,
Савчук Т.І.³, Корольчук С.І.³, Кормош Ж.О.⁴

¹Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, студент, e-mail: inno4kah@gmail.com,

²Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, аспірант,

³Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.х.н., доцент,

⁴Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.х.н., професор

Синтетичні підсолоджувачі досить широко використовують при захворюваннях на цукровий діабет та при серцево-судинних захворюваннях, тому мають досить важливе значення. Вони є альтернативою цукру і їхньою принциповою особливістю є відсутність, або значна заниженість енергетичної цінності. Проте деякі підсолоджувачі потрібно використовувати обережно і консультуватися з лікарем.

Сахарин (імід орто-сульфобензойної кислоти, імід 2-сульфобензойної кислоти, орто-сульфобензімід) - безбарвні кристали солодкого смаку, малорозчинні у воді. Продажний «сахарин» є кристалогідратом натрієвої солі, яка в 300-500 разів солодша від цукру. Сахарин не засвоюється організмом (виводиться з сечею). Сахарин застосовують замість цукру при захворюванні на діабет, а також, як сурогат цукру. У харчовій промисловості сахарин зареєстрований в якості харчової добавки E954, як підсолоджувач. Як і інші підсолоджувачі, сахарин не володіє поживними властивостями і є типовим ксенобіотиком. У даний час харчове використання сахарину дещо скорочено, хоча випускаються аналоги такі як сукразит.

Широке застосування сахарину спонукає створенню нових експресних методів його визначення.

Відомі різні методики визначення синтетичних підсолоджувачів. В залежності від їх вмісту в аналіті та хіміко-аналітичних характеристик методик, використовується той чи інший метод. За експресністю вигідно відрізняються потенціометричні методи з використанням іон-селективних електродів.

Відомий потенціометричний сенсор для визначення сахарину має значні обмеження, зокрема, заважають визначенню іони Cl^- та ін. [1].

Мета нашої роботи – створення потенціометричного сенсора на основі іонного асоціату (ІА) родамін 6Ж сахаринату для визначення харчової добавки E954.

Встановлено, що сахарин із основними катіонними барвниками ксантенового ряду утворюють іонні асоціати (ІА), що можна виділити у твердому вигляді та можуть бути ефективними електродоактивними речовинами для виготовлення сахаринат-чутливих пластифікованих мембранних сенсорів.

Розроблено сахаринат-чутливі сенсори. Оптимізовано їх склад. Встановлено, що природа пластифікатора, в незначній мірі впливає на крутизну та межу виявлення розроблених сенсорів. Показано, що селективність практично не залежить від природи пластифікатора, що входить до складу мембрани. Час життя розроблених сенсорів, становить 5 – 6 місяців. Розроблені мембранні сахаринат-чутливі сенсори придатні для потенціометричного визначення харчової добавки Е954 у різних напоях.

Список літератури:

1.Potentiometric Membrane Sensor for Determination of Saccharin / Mohamed A. F. Elmosallamy, Mohamed M. Ghoneim, Hamada M. A. Killa, Amr L. Saber. – 2004. – С. 109–113.

УДК 543

ХЕМОСЕНСОРИ НА ОСНОВІ СПІРОЦИКЛІЧНИХ РОДАМІНІВ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ Fe(III)

Очко Т.Ю.¹, Супрунович С.В.², Кормош Ж.О.³

¹Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, студент, e-mail: tanichka854@gmail.com,

²Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.х.н., доцент,

³Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.х.н, професор

Серед біологічно важливих іонів перехідних металів іони Fe(III) відіграють вирішальну роль в багатьох біологічних і екологічних процесах. Дефіцит чи надлишок феруму(III) може викликати серйозні захворювання, або навіть і призвести до летальних наслідків. Fe³⁺ відіграє вирішальну роль в рості та розвитку живих систем. Ферменти використовують залізо як каталізатор в метаболізмі кисню, перенесення електронів. У зв'язку з великим впливом сполук заліза на різноманітні біохімічні процеси актуальним є розробка експресних та надійних методик визначення різних форм заліза у різноманітних об'єктах (довкілля, продуктах харчування, лікарських формах, біологічних рідинах та ін.).

За останні роки сенсори на основі спіроциклічних родамінів через свою простоту та високу чутливість набули значної актуальності. Вони використовуються не тільки як засоби для ідентифікації аналіту методом молекулярного розпізнавання, але також можуть бути використані

як структурні елементи для створення молекулярно-чутливих пристроїв. Протягом останніх десятиліть, хімічне зондування, яке поєднує в собі визначення функціонального фрагменту з оптичним перетворенням сигналу, отримав велику увагу як ефективний аналітичний метод для визначення конкретного виду іонів (речовини). Сенсори на основі метал-іон індукованих змін флуоресценції (кольору) є особливо привабливими через простоту та низькі межі виявлення флуоресценції. Завдяки високій селективності та простоті прямого візуального чи інструментального детектування, особливо з можливістю регулювання хімічної природи (введенням специфічних функціонально-аналітичних груп) такі речовини можуть бути використані для прямого виявлення та визначення різних форм іонів металів.

Метою роботи є розробка нових ефективних високочутливих методик визначення іонів Fe(III) на основі спіроциклічних родамінів.

Показано, що синтезовані спіроциклічні похідні родамінів на основі гідрозидів, гідразонів та етилендіаміну є ефективними хемосенсорами. Встановлено, що введенням у структуру спіроциклічних родамінів різних функціональних груп можна прослідкувати закономірність впливу структура – активність. Встановлено, що варіюванням замісника R (функціонально-аналітичної групи) вдається регулювати селективність взаємодії одержаних хемосенсорів. До іонів Fe(III) досліджені хемосенсори проявляють задовільну чутливість в кислих розчинах.

УДК 543.554.6

Cu(II) ІОН-ЧУТЛИВІ ПОТЕНЦІОМЕТРИЧНІ СЕНСОРИ НА ОСНОВІ СПІРОЦИКЛІЧНИХ РОДАМІНІВ

Савчук Н.Р.¹, Супрунович С.В.², Кормош Ж.О.³

¹Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, студент, e-mail: tanichka854@gmail.com,

²Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.х.н., доцент,

³Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.х.н., професор

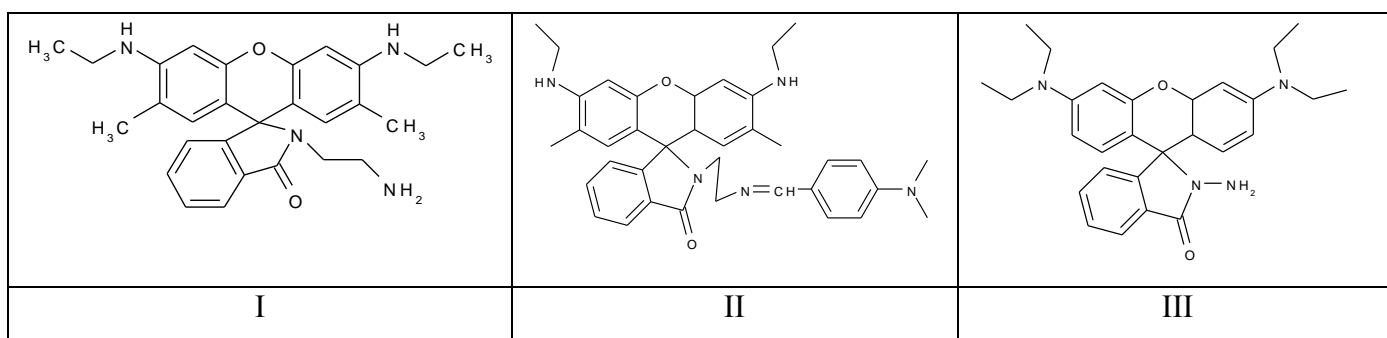
Одним з найбільш корисних і необхідних для людського організму мікроелементів є мідь. Роль міді в організмі людини просто величезна. Поступаючи в організм, вона відкладається в м'язах і кістках, в нирках і печінці, у мозку і в крові. При дефіциті міді функціонування всіх цих органів може порушитися. Якщо міді в організмі мало, це, в першу чергу, обертається дефіцитом гемоглобіну в крові, адже залізо без міді не може його утворювати. Порушиться обмін речовин, адже без міді багато ферментів, які йому сприяють, не зможуть правильно «працювати». Через дефіцит цього найціннішого елемента людина може захворіти ішемією, аритмією, нервово-

психічними розладами. Брак міді може навіть викликати безпліддя, як у жінок, так і у чоловіків. Надмірний вміст цієї речовини для людини не менш небезпечно, ніж його дефіцит, адже мідь в надлишку - елемент високотоксичний. Причинами надлишку можуть бути проблеми з обмінними процесами організму, часте застосування мідного посуду, неправильне лікування препаратами і БАДами, що містять мідь. У зв'язку з великим впливом сполук міді на різноманітні біохімічні процеси актуальним є розробка експресних та надійних методик визначення різних форм залізна у різноманітних об'єктах (довкілля, продуктах харчування, лікарських формах, біологічних рідинах та ін.).

За останні роки сенсори на основі спіроциклічних родамінів через свою простоту та високу чутливість набули значної актуальності.

Мета нашої роботи – створення потенціометричного сенсора на основі спіроциклічних родамінів для іонів Cu(II) .

Показано, що спіроциклічні родаміни I-III можуть бути ефективними електроактивними речовинами для створення пластифікованих мембранних потенціометричних сенсорів, які є чутливими до іонів Cu(II) .



Виявлено, що на властивості мембран суттєвий вплив мають компоненти та їх вміст. Оптимізовано склад мембран (природа та вміст пластифікатора, електроактивної речовини та ліпофільної добавки та ін.).

Створені сенсори мають задовільні електроаналітичні характеристики: лінійність електродної функції pC 1 – 5; крутизна електродної функції 23 – 31 мВ/ pC ; нижня межа визначення $n \cdot 10^{-6}$ моль/л Cu(II) .

За результатами роботи вперше встановлено принципову можливість використання спіроциклічних родамінів як електроактивних речовин для створення потенціометричних сенсорів.

СИНТЕТИЧНІ ГІДРОТАЛЬКІТИ ТА МОЖЛИВІСТЬ ЇХ ВИКОРИСТАННЯ ДЛЯ ВИГОТОВЛЕННЯ ПОТЕНЦІОМЕТРИЧНИХ СЕНСОРІВ

Сухан Т.В.¹, Кормош Ж.О.²

¹Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, студент, e-mail: tania.suhan@yandex.ru,

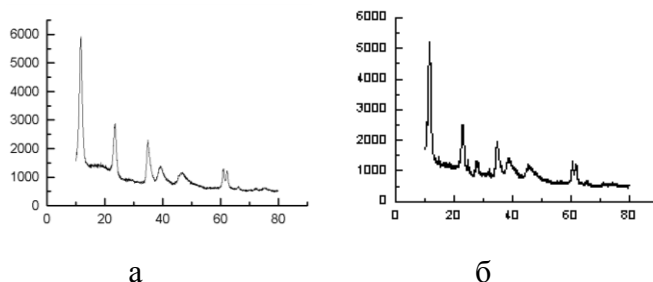
²Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.х.н, професор

Синтетичні шаруваті подвійні гідроксиди, так звані гідроталькітоподібні матеріали викликають підвищений інтерес дослідників з причини їх широкого використання як адсорбентів для вилучення забрудників з навколишнього середовища та попередників каталізаторів для ряду процесів, що протікають за участю оксиду вуглецю: синтезу метанолу, синтезу Фішера - Тропша, розкладання метанолу. Їх шарувата структура частково зберігається після проведення термічної обробки та освіти змішаних оксидів - справжніх каталізаторів або носіїв каталітично активних металів, що дозволяє отримувати ефективні каталітичні системи.

Гідроталькіт $Mg_6Al_2(OH)_{16}CO_3 \cdot 4H_2O$ відомий як алюмінієво-магнієвий шаруватий подвійний гідроксид (ШПГ) або аніонна глина є синтетичною сполукою, яка була широко досліджена в останнє десятиліття завдяки широкому його діапазону властивостей, таких як адсорбційних, каталітичних, вогнезахисних. Гідроталькіт також використовується в якості сировини для високо-температурної кераміки. У природі зустрічається велика кількість мінералів зі структурою гідроталькіта, до складу яких входять кальцій, мідь, нікель, цинк, хром, кобальт, залізо і манган. Однак найчастіше природні мінерали містять небажані домішки, які можуть негативно позначитися на перебігу реакцій. Існують також певні обмеження до складу мінералу. Тому використовують в основному синтетичні зразки гідроталькітів.

Метою роботи є одержання синтетичного гідроталькіту методом співосадження гідроксиду магнію і алюмінію, ідентифікація та створення на його основі потенціометричних сенсорів.

Методом співосадження гідроксиду магнію і алюмінію в присутності карбонат-іонів із нітратних (а) (хлоридних (б)) розчинів синтезовані зразки гідроталькіту, які ідентифіковані методом рентгенофазового аналізу (рис.).



Показано, що одержані синтетичні зразки гідроталькиту можуть бути ефективними електродоактивними речовинами для створення аніон-чутливих потенціометричних сенсорів.

УДК 543

ПОТЕНЦІОМЕТРИЧНІ СЕНСОРИ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ХЛОРГЕКСИДИНУ НА ОСНОВІ ІОННИХ АСОЦІАТІВ

Токарська Ю.Ю.¹, Грохольська І.Ю.¹, Кормош Ж.О.²

¹Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, студент, e-mail: superjulia03@urkr.ukr.net,

²Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.х.н, професор

Відомо, що органічні сполуки, які містять в своєму складі гуанідиновий фрагмент володіють бактерицидними властивостями і використовуються в якості медичних препаратів і фунгіцидів [1]. Вони не інактивуються білками і в той же час біологічно розкладаються, тому їх широко використовують в якості фізіологічно активних речовин: ліків, антисептиків, пестицидів [2]. Гуанідинове групування слугує початком багатьох лікарських речовин (фарингосепт) і антибіотиків (стрептоміцин, бластицидин).

Хлогексидин – дихлорвмісне похідне бігуаніду; лікарський препарат, антисептик, який в готових лікарських формах використовується у вигляді біглюконату. Ефективний по відношенню до бактерій (крім мікобактерій туберкульозу), збуджувачів грибкових захворювань і вірусу простого герпесу.

Широке застосування хлогексидину спонукає створенню нових експресних методів його визначення. За експресністю вигідно відрізняються потенціометричні методи з використанням іон-селективних електродів. Найбільш важливим компонентом іон-селективних електродів є електродоактивна речовина.

Мета нашої роботи – створення потенціометричних сенсорів на основі іонних асоціатів (ІА) хлогексидину.

Показана можливість застосування іонних асоціатів (ІА) хлогексидину з органічними аніонами (тетрафенілборатом, бромфеноловим синім, метилоранжем, етилоранжем, тропеоліном 00 та еозинами) як електродо-активних речовин (ЕАР) пластифікованих іон-селективних електродів (ІСЕ) і створення на їх основі потенціометричних сенсорів.

ІА отримали методом осадження при змішування розчину хлогексидину (1×10^{-2} моль/л) із розчинами органічних аніонів (тетрафенілборат, бромфеноловий синій, метилоранж, етилоранж, тропеолін 00 та еозин). Вивчали електродні характеристики ІСЕ оборотніх до хлогексидину.

Встановили, що функція $E = f(-\lg C)$ лінійна в широкому інтервалі концентрацій. Серед факторів, що визначають оптимальні електродні характеристики ІСЕ домінуючими є природа ЕАР, мембранного розчинника-пластифікатора та визначуваних речовин. Встановлено, що при вмісті 3 – 10 % ІА в ПВХ мембрані кут нахилу градувальних залежностей близька до теоретичного для однозарядних катіонів, а межа виявлення досягає $n \times 10^{-6}$ моль/л. Кращими електро-аналітичними характеристиками володіють мембрани пластифіковані трикрезилфосфатом (ТКФ), динонілфталатом (ДНФ), диетилфталатом (ДЕФ). Час життя левамізол-чутливих сенсорів складає в середньому 3 – 4 місяці. Запропоновані сенсори надійно працюють у широкому діапазоні рН, мають довгий час життя, малий час відгуку, стабільний потенціал, широкий діапазон лінійності електродної функції.

Список літератури:

1. Кнуляц И. Л. Химическая энциклопедия / под ред. И. Л. Кнуляца. – М.: Советская энциклопедия, 1988. – 1209с.
2. Новые гибридные наноконкомпозиты на основе слоистых силикатов и ионогенных мономер/полимерных акрилат- и метакрилатгуанидинов / С. Ю. Хаширова, Ю. И. Мусаев, Ю. А. Малкандуев, М. Х. Лигидов, Э. Б. Мусаева, Н. А. Сивов, А. К. Микитаев // Нанотехника. - № 3. – С. 58-64.

ВПЛИВ ДЖЕРЕЛ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА РЕЧОВИНУ

THE IMPACT OF IONIZING RADIATION SOURCES ON THE MATTER

УДК 621.315.592

ОСОБЛИВОСТІ ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЇ АМОРФНИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Гайдучик М.В.

Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, студентка IV курсу
факультету інформаційних систем, фізики та математики, e-mail: gaidy4uk@gmail.com

Інтенсивний розвиток оптоелектронної техніки та оптоволоконних систем зв'язку ставить завдання розробки нових ефективних напівпровідникових матеріалів. Особливо перспективними є халькогенідні некристалічні напівпровідники, які мають низький коефіцієнт поглинання, а також велике значення квантового виходу фотолюмінесценції.

Метою роботи є дослідження особливостей фотолюмінесценції аморфних напівпровідників.

Для досягнення поставленої мети було проведено аналіз літературних джерел за даними попередніх експериментальних досліджень фотолюмінесценції ербію в аморфних напівпровідниках.

Аморфні напівпровідники – тіла в аморфному стані, які мають властивості напівпровідників. Аморфні напівпровідники розділяють на тетраедричні, халькогенідні, оксидні, органічні.

Однією з найбільш характерних рис напівпровідників є їх дуже висока чутливість до малих кількостей домішок. Добавка сторонньої речовини в кількості одного атома на мільйон або навіть мільярд атомів напівпровідника може значно змінити його властивості і привести до того, що концентрація вільних носіїв заряду буде визначатись типом і кількістю введеної домішки, а не власними властивостями напівпровідника.

Останнім часом найбільшу увагу приділяють дослідженню халькогенідних склоподібних напівпровідників (ХСН), активованих іонами рідкоземельних елементів, яким характерний широкий спектр різноманітних фізичних властивостей (явище оптичного затемнення, фотокристалізації, фотоіндуковані зміни об'єму та ін..)

На основі халькогенідних стекел виготовлені оптичні елементи в камерах нічного бачення, військової авіації, радіолокації. Таке скло має оптичну та електричну пам'ять, тому присутнє в DVD-дисках. Широкий діапазон пропускання в ІЧ-області спектру дозволяє використовувати його в ІЧ-телескопах, виведених в космос для постійного спостереження екзопланет та пошуку життя на них.

У зв'язку з перспективою створення світлодіодів та лазерів на довжину хвилі 1,54 мкм, що потрапляє в мінімум поглинання оптичного волокна, тобто мінімальних оптичних втрат, особливий інтерес становить вивчення фотолюмінесценції ербієвмісних ХСН.

Фотолюмінесценція (ФЛ) – випромінювання електромагнітної енергії, збудженої в речовині під дією оптичного випромінювання ультрафіолетового чи видимого діапазонів, надлишкове в порівнянні з тепловим, за умови, що таке випромінювання має тривалість більшу, ніж період електромагнітних коливань.

В склоподібних сплавах, легованих РЗЕ, ефективність випромінювання залежить від наступних чинників:

– В стеклах з великим вмістом ербію, який наближається до межі розчинності виникає скупчення атомів Er з лінійними розмірами ~10-15 мкм, які ведуть до зменшення квантового виходу внутрішньоцентрової люмінесценції.

– У всіх ербієвмісних стеклах в області (~1450-1650 нм) з максимумом $\lambda_m=1530$ нм фотолюмінесценція найбільш ефективно збуджується світлом з $\lambda=980$ нм.

– При великих концентраціях атомів ербію відбувається сповільнене зростання інтенсивності люмінесценції склоподібного сплаву.

– Ефективність ФЛ у стеклах з іонами РЗЕ в широкому діапазоні температур пов'язана з прямим перерозподілом заселеності внутрішніх 4f рівнів, а також з тим, що іони РЗЕ випромінюють ІЧ-світло за умови збудження матриці скла з енергією порядку оптичної ширини енергетичної щілини та її передачею РЗЕ.

Отже, дослідження оптичних властивостей ХСН, легованих іонами ербію, дозволяє зрозуміти особливості передачі енергії іонам активатора, вивчати їх випромінювальні характеристики та можливості подальшого застосування.

Таким чином, дослідження люмінесцентних властивостей аморфних напівпровідників дозволить створювати структури, на основі яких будуть створені сучасні електронні прилади. Із розвитком лазерної техніки, оптичної електроніки зростає також потреба перспективних методів розробки нових ефективних напівпровідникових матеріалів.

Список літератури:

1. Кожем'яко В.П. Оптоелектронна схемотехніка: Навч. посібник / В.П. Кожем'яко, С.В. Павлов, М.Г. Тарновський. – Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2008. – 189 с.

2.Сердюк В.В. Люминесценция полупроводников: [Учеб. пособие для физ. спец. вузов] / В. В. Сердюк, Ю. Ф. Вакман. – К.: Высшая школа, 1988. – 199 с.

3.Фізичне матеріалознавство. Частина IV. Напівпровідники: Навч. посібник / [Ю.М. Поплавко, В.І. Ільченко, С.А. Воронов, Ю.І. Якименко]. – К.: Вид-во «Політехніка» НТУ України, 2010. – 352 с.

УДК 537.633.2

ТЕМПЕРАТУРНІ ЗАЛЕЖНОСТІ ПОЛОЖЕННЯ РІВНЯ ФЕРМІ В ПРИ $n - Ge$ НАЯВНОСТІ ГЛИБОКИХ ЕНЕРГЕТИЧНИХ РІВНІВ РАДІАЦІЙНОГО ТА ТЕХНОЛОГІЧНОГО ПОХОДЖЕННЯ

Гладчук Р.М.

Луцький національний технічний університет, студент другого курсу групи ТК-21,

e-mail: zachdim@mail.ru

При дослідженні зонної структури напівпровідників із глибокими енергетичними рівнями радіаційного та технологічного походження цікавим є визначення температурних залежностей положення рівня Фермі, що дає корисну інформацію про розподіл носіїв заряду в енергетичних зонах.

В даній роботі за допомогою холлівських вимірювань досліджено залежності концентрації носіїв заряду та положення рівня Фермі від температури: 1) в $n - Ge$ з глибоким енергетичним рівнем $E_c - 0,2 eV$, який утворювався внаслідок γ - опромінення дозою $1,22 \cdot 10^{17} \text{ } \gamma_{кв} / \text{см}^2$; 2) в германії після $n \rightarrow p$ -конверсії опроміненого дозою $1,34 \cdot 10^{18} \text{ } \gamma_{кв} / \text{см}^2$ з глибоким рівнем $E_v + 0,27 eV$; 3) в легованому $n - Ge$ домішкою Au із рівнем $E_c - 0,2 eV$; 4) в $n - Ge \langle Au \rangle$ при γ - опроміненні дозою $2,4 \cdot 10^{18} \text{ } \gamma_{кв} / \text{см}^2$, у забороненій зоні якого також виникає глибокий акцепторний рівень $E_c - 0,2 eV$. При розрахунках враховувалась температурна залежність ширини забороненої зони германію та температурна залежність енергії активації глибокого рівня.

Для $n - Ge$ з глибоким енергетичним рівнем $E_c - 0,2 eV$, який утворювався внаслідок γ - опромінення дозою $1,22 \cdot 10^{17} \text{ } \gamma_{кв} / \text{см}^2$, починаючи від абсолютного нуля, рівень Фермі E_f з підвищенням температури опускається від глибокого рівня $E_c - 0,2 eV$ до середини забороненої зони, перетинає її і далі веде себе, як у власному напівпровіднику. Для германію після $n \rightarrow p$ -конверсії опроміненого дозою $1,34 \cdot 10^{18} \text{ } \gamma_{кв} / \text{см}^2$ з глибоким рівнем $E_v + 0,27 eV$ при зростанні температури від абсолютного нуля E_f піднімається від глибокого рівня $E_v + 0,27 eV$, перетинає

середину забороненої зони. При подальшому зростанні температури рівень Фермі веде себе, як в області власної провідності. У легованому $n-Ge$ домішкою Au із рівнем $E_c - 0,2 eV$ та в $n-Ge(Au)$ при γ -опроміненні дозою рівень Фермі E_f починаючи від абсолютного нуля при збільшенні температури опускається в обох випадках від глибокого рівня $E_c - 0,2 eV$ до середини забороненої зони, перетинає її і при подальшому зростанні температури веде себе як у власному напівпровіднику. Перехід $n-Ge$ при високих температурах в область власної провідності для даного випадку спостерігається і на температурних залежностях концентрації носіїв заряду.

У представлених вище результатах не спостерігаються аномальні температурні залежності концентрації носіїв заряду як в [1], оскільки досліджувані нами глибокі енергетичні рівні знаходяться дещо далі від середини забороненої зони ніж у наведеній роботі.

Список літератури:

1. Карась Н.И. Глубокие уровни и аномальные температурные зависимости концентрации носителей заряда // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. -1996. Вып. 31. – С. 28-34.

УДК 537.312.5

ПРО «ЕФЕКТ МАЛИХ ДОЗ» В γ -ОПРОМІНЕНИХ МОНОКРИСТАЛАХ АНТИМОНІДУ КАДМІЮ, ЛЕГОВАНИХ ІНДІЄМ

Коваль Ю.В., Кондратюк А.О.

Луцький національний технічний університет, кафедра фізики і електротехніки,
e-mail: jura_koval@mail.ru

Дослідження дефектів кристалічної ґратки та встановлення зв'язку між ними і фізичними властивостями кристалів представляє великий науковий та практичний інтерес і відноситься до найважливіших проблем фізики твердого тіла і напівпровідників [1]. Опромінення частками високих енергій є могутнім і добре контрольованим методом керування ступенем впорядкованості у твердих тілах.

В даній роботі досліджувались кінетичні ефекти в монокристалах антимоніду кадмію, легованих індієм, до і після γ -опромінення. Проведено дослідження питомої провідності та ефекту Холла, що дозволило отримати температурні залежності концентрації носіїв заряду та їх рухливості. Помічено різке збільшення значення рухливості носіїв заряду в опроміненних кристалах при дозах порядку $4 \cdot 10^{18} \gamma$ кв/см². Цей факт ми пояснюємо наявністю так званого “ефекту малих доз”.

Відомо, що ймовірність появи радіаційних дефектів в механічно напружених областях кристалу суттєво вища, чим для ненапружених областей [2]. Тому при малих дозах опромінення введення дефектів відбувається переважно в локально напружених областях ґратки, тобто поблизу атомів легуючої домішки (в даному випадку In). Введені в опромінені кристали радіаційні центри частково нейтралізують заряд іонних залишків, розміщених у вузлах ґратки.

Відповідно, можна зробити висновок, що зростання рухливості носіїв заряду, спостережуване в даній роботі, виникає не за рахунок підвищення досконалості кристалів при їх радіаційній обробці, а за рахунок зниження ефективності розсіяння носіїв заряду на домішкових іонних залишках при частковій нейтралізації заряду протилежним по знаку зарядом дефектів. Отримані результати та їх інтерпретація добре узгоджуються з аналогічними даними, представленими в роботах для монокристалів кремнію та германію [2, 3].

Список літератури:

- 1.Ланно М., Бургуэн Ж. Точечные дефекты в полупроводниках. Теория. Пер. с англ. // М.: Мир. – 264с. (1984).
- 2.Видалко Е.Н., Гайдар Г.П., Гирий В.А. Подвижность носителей тока в гамма-облученных кристаллах кремния // Изв. АН СССР, сер. Неорг. материалы.- Т.22.- С. 553-555 (1986).
- 3.Vidalko E.N., Gaidar. G.P., Girii V.A. et. al. Mobility of Majority Carriers in γ - Irradiated Oxygen-Containing Crystals of n-Si and n-Ge // Phys. Stat. Sol.(a). - V.97.- p.565 – 570 (1986).

УДК 502.55:621.039.7

ДИНАМІКА НАДХОДЖЕННЯ РАДОНУ-222 В ЖИТЛОВІ ПРИМІЩЕННЯ

Лебедь О.О.¹, Мислінчук В.О.², Кочергіна О.Д.³

¹Національний університет водного господарства та природокористування,
старший викладач, e-mail: lebed739@ukr.net,

²Рівненський державний гуманітарний університет, канд. пед. наук, доцент, e-mail: mislya@ukr.net,

³Національний університет водного господарства та природокористування,
старший викладач, e-mail: aqvamore@ukr.net

Радонова проблема є надзвичайно актуальною в сучасному суспільстві. Радон – це α - радіоактивний інертний газ, який утворюється при розпаді Урану і Торію, надходить в атмосферу з ґрунту, води, природного газу, будівельних матеріалів і при вдиханні потрапляє в легені. α - активні дочірні продукти розпаду Радону-222 відкладаються в дихальних шляхах легенів («активний наліт») спричинюючи зростання ризику виникнення ракових захворювань: аденокарциноми, лусковидної карциноми та саркоми лімфатичних вузлів [1].

Сумарна швидкість надходження радону в приміщення першого поверху в певний момент часу зумовлена двома основними механізмами: дифузійним з ґрунту і будівельних матеріалів підлоги, стін та стелі, а також конвективним – за рахунок різниці тисків на вулиці і в приміщенні. В наслідок цього, атмосфера будь-якого приміщення є складною нерівноважною системою з

постійним перерозподілом концентрації радону.

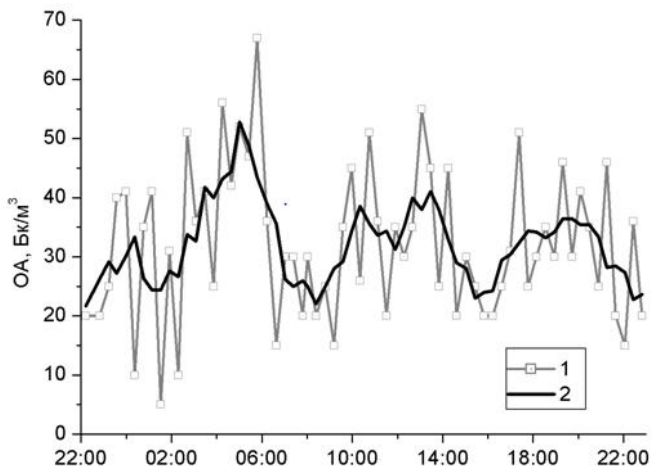


Рис. 1. Динаміка ОА радону в повітрі приміщення (квартира, 1 поверх) на протязі доби. 1 – значення ОА; 2 – усереднені значення по п'яти точкам

Миттєві значення об'ємної активності (ОА) радону в одному приміщенні можуть змінюватися протягом доби в десятки разів. Середньодобові значення ОА радону змінюються протягом місяця і року в меншому діапазоні – в декілька разів. На рис. 1 представлені типові результати вимірювання ОА радону в квартирі на першому поверсі цегляного будинку. Для досліджуваного

приміщення визначена швидкість дифузійного надходження радону $s_D = 95 \frac{Бк}{м^3 \cdot год}$.

Запропоновано динаміку зміни ОА для приміщень визначати за допомогою рівняння [2]

$$\frac{dOA(t)}{dt} = s(t) - (OA(t) - OA_{Rn}^{amm}) \lambda_V(t) - (OA(t) - OA_{Rn}^{amm}) \lambda_{Rn}, \quad (1)$$

де функція $s(t)$ швидкість надходження радону в одиничний об'єм приміщення, $Бк / (м^3 \cdot год)$; $\lambda_V(t)$ – функція, що описує залежність значення кратності повітрообміну (КПО) від часу, $год^{-1}$; $\lambda_{Rn} = 0,00755 \text{ год}^{-1}$ – стала розпаду Радону-222; OA_{Rn}^{amm} – концентрація радону в зовнішньому повітрі, $Бк / м^3$. Тут $s = s_D + s_C$, де s_D і s_C відповідно швидкості дифузійного і конвективного надходження радону в приміщення.

Оскільки залежність $\lambda_V(t)$ визначити експериментально достатньо важко, то моделюванням за допомогою програми Matlab вдалось підібрати потрібну залежність, так щоб розв'язок диференційного рівняння (1) описував криву 2 рис.1.

Список літератури:

1. Жуковский М.В., Ярмошенко И.В. Радон: Измерение, дозы, оценка риска. – Екатеринбург: УрО РАН, 1997. – 231 с.
2. Васильев А. В. Радонная безопасность современных многоэтажных зданий. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук, Курск, 2014. – 22 с.

ЗМІНА ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК МОНОКРИСТАЛІВ n-Ge ПІД ДІЄЮ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ

Луцьков С.В.¹, Зіміч А.І.²

¹Луцький національний технічний університет, к.ф.-м.н., доцент,
доцент кафедри фізики і електротехніки, e-mail: luniovser@mail.ru,

²Луцький національний технічний університет, аспірант, e-mail: Serty1984@ukr.net

Розвиток сучасних технологій, вдосконалення наявних енергетичних установок та проектування термоядерних апаратів вимагають, щоб конструкційні матеріали повністю використовували свій ресурс при різних зовнішніх впливах, у тому числі і при опроміненні швидкими частинками. Частинки випромінювань ядерних та термоядерних реакторів взаємодіють з конструктивними елементами установок, змінюючи структуру та властивості використовуваних матеріалів. До експлуатації напівпровідникових сенсорів та приладів у таких галузях, де присутні радіаційні поля, висуваються вимоги щодо точності та стабільності параметрів цих сенсорів в умовах значних радіаційних навантажень. В напівпровідниках під дією опромінення концентрація дефектів збільшується, що призводить до зміни їх електричних та оптичних властивостей. [1] Такий напівпровідниковий матеріал, як германій, сьогодні широко використовується як сировинний матеріал для потреб мікро - та наноелектроніки. [2] Дослідження радіаційної стійкості германію важливе з точки зору довготривалої роботи на його основі дозиметричних приборів, датчиків та електронних приладів на атомних реакторах, прискорювачах ядерних частинок, в космосі. [3]

Тому нами в роботі досліджувались температурні залежності питомого опору для монокристалів n-Ge, опромінені різними дозами електронів, з енергією 10 МеВ. Числові значення питомого опору досліджуваних зразків, наведені у таблиці 1 Для всіх одержаних залежностей характерним є наявність максимуму, величина якого з підвищенням температури зменшується. Також даний максимум зміщується в сторону менших доз опромінення при збільшенні температури. Такі особливості можна пояснити тим, що при електронному опроміненні в монокристалах n-Ge будуть утворюватись радіаційних дефектів, яким відповідають, як показують виміри ефекту Холла, глибокі енергетичні рівні $E_C-0,27$ еВ та $E_V+0,27$ еВ. [4] Поряд з цим дані дефекти можуть виконувати роль активних центрів розсіяння носіїв струму. При збільшенні температури локалізовані електрони на таких центрах за рахунок термічної іонізації можуть перейти із зв'язаного стану в стан електрона провідності, що пояснює зменшення питомого опору та величини максимуму залежності питомого опору від дози опромінення при

збільшенні температури. Також при збільшенні температури зростатиме роль механізму фонованого розсіяння. Тому при зростанні температури електрони провідності будуть виникати при термічній іонізації дефектів з рівнем $E_v+0,27$ eВ. Розглянуті вище причини можуть пояснювати зменшення величини та зміщення максимуму залежності питомого опору від дози опромінення в сторону менших доз електронного опромінення при збільшенні температури.

Одержані результати дозволили дослідити вплив електронного опромінення на радіаційну стійкість монокристалів n-Ge, що необхідно враховувати при конструюванні різних дозиметричних приборів, сенсорів та електронних приладів на основі германію, які працюватимуть в полях підвищеної радіації.

Таблиця 1. Значення питомого опору опромінених зразків монокристалів n-Ge при різних температурах

Доза опромінення Φ , см ⁻²	Питомий опір ρ , Ом·м				
	T=190 К	T=210 К	T=230 К	T=250 К	T=270 К
$5 \cdot 10^{15}$	9,96	1,87	0,54	0,27	0,19
10^{16}	31,15	8,16	2,76	1,18	0,56
$2 \cdot 10^{16}$	78,91	11,60	2,52	0,76	0,33
$5 \cdot 10^{16}$	14,00	2,44	0,61	0,22	0,12

Список літератури:

1. Углов В. В. Радиационные эффекты в твердых телах.- Минск: БГУ, 2007. – С. 167.
- 2.S. Tong, J. Liu, L.J. Wan, K.L. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, 2002 –Vol. 80, 1189 p.
- 3.Шварц Ю. М.. Физические основы полупроводниковых приборов экстремальной электроники : Дис... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.10 / Институт физики полупроводников им. В.Е.Лашкарева НАН Украины. — К., 2004. — 342л.
- 4.S. V. Luniov, A. I. Zimych, P. F. Nazarchuk, V. T. Maslyuk, I. G. Megela. The impact of radiation defects on the mechanisms of electron scattering in single crystals n-Ge // *JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES*, v. 19, №.4 (2015) ,4704(7 p.).

ОДЕРЖАННЯ ТА ВЛАСТИВОСТІ ТВЕРДОТІЛЬНИХ МАТЕРІАЛІВ

ОBTAINING OF SOLID-STATE MATERIALS AND THEIR PROPERTIES

УДК 621. 315. 592

TEMPERATURE DEPENDENCE OF PbSe-AgSbSe₂ SINGLE CRYSTALS' ELECTRICAL CONDUCTIVITY

Neonila Bozhko, Vladislav Yurchik, Anastasiya Ryzhuk, Natalia Illyushko

Lesya Ukrainka Eastern European National University, e-mail: Neyelin@i.ua

Bridgman's horizontal method was used for growing of single crystals. Detailed synthesis samples, methods of crystal growth and phase equilibrium diagram of the PbSe-AgSbSe₂ system are presented in [1, 2]. Single crystals of PbSe-AgSbSe₂ solid solution complied with blend composition of 0, 5 and 8 mol% AgSbSe₂. The research of temperature dependence of PbSe-AgSbSe₂ single crystals' electrical conductivity was carried out in the temperature range of 77-300 K. The samples with an average size of 6×2×1 mm³ were used for this research.

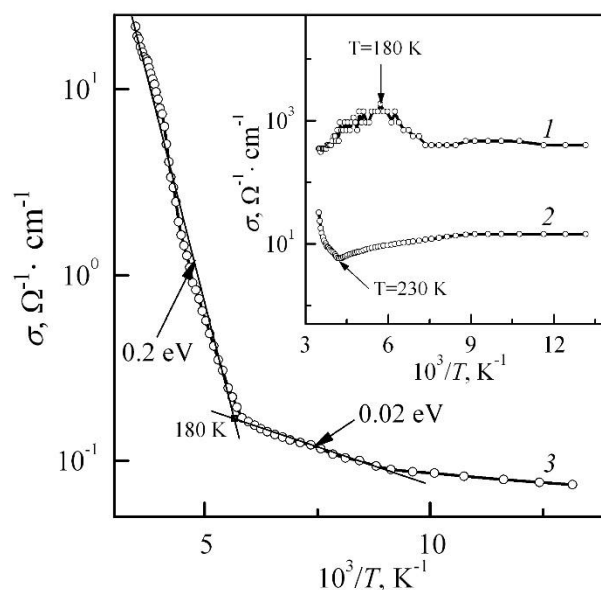


Fig. 1. The temperature dependence of PbSe-AgSbSe₂ single crystals specific electrical conductivity with different content of AgSbSe₂, mol. %: 1 – 0; 2 – 5; 3 – 8.

The research results of the temperature dependence of the electrical conductivity of single crystals PbSe-AgSbSe₂ are presented in Fig.1. At low temperatures (~77-180 K), electrical conductivity (σ) of single crystals PbSe (0 mol.% AgSbSe₂) remained almost unchanged on temperature shift, what accords with work data [1], according to which the state of PbSe single crystals is close to degenerated one, because concentration holes in PbSe at room temperature $p \approx 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. At the temperature range of 180-300 K $\sim \sigma$ decreases with increasing temperature, which may indicate the onset of metallic conductivity.

The samples of 5 mol. % AgSbSe₂ have showed the properties similar to those ones of the degenerated semiconductor at the temperature range of 77-230 K. At $T = 230 \text{ K}$ there is a sharp change in electrical properties (Fig. 1.2) of single crystals of this volume components, which may be due to a change in the mechanism of metallic conductivity into semiconductor one (Mott transition).

Temperature dependence of the electrical conductivity of single crystals of 92 % PbSe–8% AgSbSe₂ at temperatures 180-300 K \sim can be described by the dependency:

$$\sigma = \sigma_A \exp \left(- E_{A1} / k_B T \right),$$

which is set in accordance to the slope $\sigma(T)$ in the Arrhenius coordinates (Fig. 1.3) thermal activation energy (E_A) was $E_{A1} \approx 0,2 \text{ eV}$; prior multiplier was $\sigma_A \approx 10^5 \text{ Om} \cdot \text{cm}^{-1}$. It is known that the value σ_A is inherent for transitions of carriers from defect centers in the bandgap, which are close to the Fermi level (E_f), to the delocalized states of permitted band [5], in our case, to the flow below of the valence band. Obviously, the conductivity in the temperature range of 180-300 K is a particular conductivity. In such case the provisions E_f is close to the middle of the semiconductor bandgap ($E_f = E_g/2$). Respective, the thermal bright of the bandgap is $E_g = 2 E_A \approx 0,4 \text{ eV}$.

At the temperature range of 120-180 K the dependence $\sigma(T)$ is exponential (Fig.1). In accordance with the slope $\sigma(T)$ the determined activation energy values were $E_{A2} \approx 0,02 \text{ eV}$. Considering that the studied crystals appeared to be compounds of p-type conductivity, the temperature activation energy $E_A \approx 0,02 \text{ eV}$ in the temperature range 120-180 K can be interpreted by thermal excitation holes of shallow acceptor centers in the valence band.

References:

1. Електричні, гальваномагнітні та термоелектричні властивості твердих розчинів PbSe–AgSbSe₂ / О. В. Новосад, Н. А. Божко, О. Ф. Змій [та ін.] // Наук. вісн. Східноєвроп. нац. ун-ту ім. Лесі Українки: Фіз. науки. – 2013. – №. 26. – С. 21–26.
2. Взаємодія компонентів AgSbSe₂ і PbSe та термоелектричні властивості твердих розчинів на їх основі / С. А. Федосов, Н. А. Божко, О. В. Новосад [та ін.] // Наук. вісн. Східноєвроп. нац. ун-ту ім. Лесі Українки: Фіз. науки. – 2014. – №. 17. – С. 8–14.
3. Specific features of the low-temperature conductivity and photoconductivity of CuInSe₂–ZnIn₂Se₄ alloys / V. V. Vozhko, A. V. Novosad, O. V. Parasyuk [et al.] // Semiconductors. – 2014. – Vol. 48, № 6. – P. 747–752.
4. Електрические свойства (PbSe)_x(AgAsSe₂)_{1-x} / О. А. Шабашова, Л. Л. Нугаева, О. Л. Хейфец, Н. В. Мельникова // Фазовые переходы, упорядоченные материалы и состояния. – 2006. – № 9–С. 1–2.
5. Мотт Н. Электронные процессы в некристаллических веществах / Н. Мотт, Е. Девис; [пер. с англ. Б. Т. Коломийца]. – М. : Мир, 1974. – 472 с.

ОТРИМАННЯ ОКСИДУ І СУЛЬФІДУ ЦИНКУ ЕЛЕКТРОЛІТИЧНИМ МЕТОДОМ

Баланович Т.М.

Рівненський державний гуманітарний університет, e-mail: balanovuch05.02@gmail.com

Знання про особливості будови і властивості невеликих атомних об'єднань та частинок складають значний науковий інтерес, бо визначають характеристики об'єктів, які займають проміжне положення між ізольованими атомами та об'ємними твердими тілами. Використання наноструктурних матеріалів суттєво змінило думку про зміну властивостей матеріалів у залежності від їх розмірів. Формування наноструктур приводить до змін механічних, електричних, оптичних властивостей, що важливо для створення приладів нано- та мікроелектроніки в яких компонується провідні і непровідні компоненти [1].

Нанокристали оксиду (сульфіду) цинку було отримано електролітичним методом в скляному електролізері з цинковими електродами. В якості електроліту використовувався розчин хлориду натрію (тіосульфату натрію) в дистильованій воді. Температура електроліту змінювалася від кімнатної до 100 °С. Тривалість експерименту складала 2 год., при густині струму $1,1 \cdot 10^{-2}$ А/см². Живлення електролізера здійснювалося від регульованого стабілізованого джерела постійного струму. Для рівномірного використання цинкових електродів здійснювався реверс напругу постійного струму. Час реверсування складав 30 хв.

Рентгенівські дослідження проводилися на рентгенівському дифрактометрі ДРОН – 4 з використанням CuK_α випромінювання за кімнатної температури. Анодна напруга і сила струму складала відповідно 41 кВ і 21 мА. Крок сканування дифрактограми 0,05 °С, а час експозиції 5 с.

Оксид цинку кристалізується в гексагональній системі ($\text{C}_{6v}^3 - \text{P6}_3\text{mc}$) – типу вюрцит. Елементарна комірка складається з чотирьох атомів (дві молекули ZnO). Внаслідок дії правил відбору даному випадку рентгенівська дифрактограма повинна містити рефлекси з індексами Міллера (100), (002), (101), (102), (110), (103), (200), (112), (201).

На рис.1 а. показано рентгенівську дифрактограму нанокристалів ZnO отриманого на протязі 2 годин з реверсуванням напругу струму через 30 хв. На дифрактограмі присутні дев'ять інтенсивних рефлексів (100), (002), (101), (102), (110), (103), (200), (112), (201) з кутовими положеннями 2θ : 31,8°; 34,5°; 36,3°; 47,6°; 56,6°; 62,9°; 66,9°; 68,0°; 69,0°, що належать оксиду цинку. Крім того на дифрактограмі присутні рефлекси малої інтенсивності з яких найбільшу інтенсивність мають з кутовим положенням 2θ : 13°, 33° і 59,6°. Було висловлено припущення, що в даних умовах експерименту можливе утворення наступних сполук: Zn(OH)_2 , ZnCO_3 , ZnO_2 .

Проведені розрахунки кутового положення дифракції 2θ за відомими міжплощинними відстанями і аналіз літературних джерел показав, що дані рефлекси не належать жодній з вищевказаних сполук.

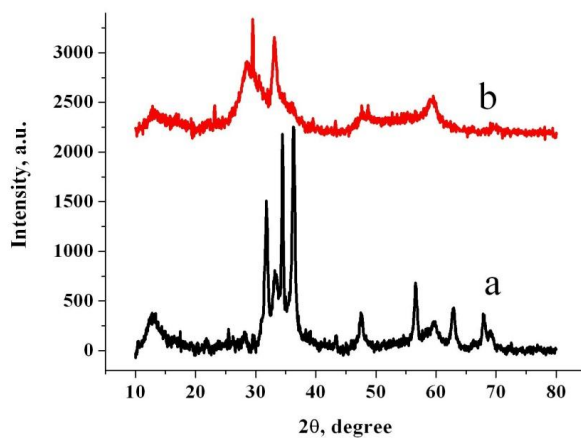


Рис. 1. Дифрактограма нанокристалів: a - оксиду цинку, за концентрації електроліту 12 г/л, температури електроліту 20°C ; b – сульфїду цинку, за концентрації електроліту 12,5 г/л, температури електроліту 20°C .

В роботі [2] автори досліджували зразки отримані гідротермальним методом з використанням рентгеноструктурного аналізу, диференціального термічного аналізу і інфрачервоної спектроскопії. Рентгеноструктурні дослідження показали, що в результаті був отриманий невпорядкований гідроцинкіт ($\text{Zn}_5(\text{CO}_3)_2(\text{OH})_6$), бо рентгенівські рефлекси мали значну півширину. Диференціальний термічний аналіз показав наявність сильного ендотермічного піка при температурі 260°C , а інфрачервона спектроскопія підтвердила утворення гідроцинкіту.

Порівняння нашої рентгенівської дифрактограми і дифрактограм наведених в вищепроаналізованих літературних джерелах дозволяє зробити висновок, що в нашому випадку відбувається одночасне утворення оксиду цинку і гідроцинкіту або утворення гідроцинкіту з наступним його розпадом до ZnO. Вуглекислий газ для утворення гідроцинкіту входить до газів розчинених в дистильованій воді і може поступати в процесі електролізу так, як використовується відкритий електролізер.

На рис.1 b. показано рентгенівську дифрактограму нанокристалів ZnS отриманого на протязі 2 годин з реверсуванням напряму струму через 30 хв. З дифрактограми видно, що на ній присутні три широкі рефлекси, які свідчать про малі розміри отриманих частинок. На основі отриманої інформації і розрахунку за допомогою формули Вульфа-Брега, було встановлено, що отримані рефлекси від таких площин (111) ($2\theta = 29,1^{\circ}$), (220) ($2\theta = 48,0^{\circ}$), (311) ($2\theta = 56,0^{\circ}$). Це відповідає кубічній структурі – типу сфалерит в якій кристалізується сульфід цинку. Крім того, як у випадку ZnO присутні рефлекси гідроцинкіту.

Список літератури:

- 1.Н.П. Ключко, Г.С. Хрипунов, Ю.А. Мягченко, Е.Е. Мельничук, В.Р. Копач, Е.С. Клепикова, В.Н. Любов, А.В. Копач Журнал нано- та електронної фізики, Т. 6, № 4, С. 04030-1 – 04030-8, 2014.
- 2.S. Music, S. Popovic, M. Maljkovich, D. Dragcevic Journal of alloys and compounds, Vol. 347, P. 324-332, 2002.

ОТРИМАННЯ НАНОЧАСТИНОК ОКСИДІВ І СУЛЬФІДІВ ОЛОВА ЕЛЕКТРОЛІТИЧНИМ МЕТОДОМ

Брень О.В.

Рівненський державний гуманітарний університет, студентка, e-mail: bren_oly@ukr.net

В середині двадцятого століття людство впритул підійшло до нанорозмірів, тобто до розмірів, порівнянними з розмірами однієї мільярдної частки метра. Саме можливість оперувати з нанорозмірами і призвела до виникнення сучасного поняття нанотехнології. Властивості наносистем багато в чому відрізняються від властивостей крупніших об'єктів, що складаються з тих же самих атомів і молекул [1].

Предметом дослідження наукової роботи є наночастинки сульфідів і оксидів олова.

Для електролітичного отримання дрібнодисперсних порошоків оксидів металів використовувалась установка, яка складається з термоізолюваного електролізера. При отриманні наночастини оксидів олова використовувалися циліндричні електроди виготовлені з олова, а в якості електроліту розчин кухонної солі в дистильованій воді. Концентрація кухонної солі складала 500 мг/л., а густина струму 0,02 А/см². Експерименти проводилися при зміні температури електроліту від кімнатної до 100 °С. Після закінчення електролізу електроліт, фільтрували за допомогою паперового фільтру і отриманий порошок промивали п'ятикратним об'ємом дистильованої води. Зразки висушували на повітрі за кімнатної температури. Для отримання рентгенівських дифрактограм було використано випромінювання рентгенівської трубки з мідним анодом фільтроване за допомогою нікелевого фільтра [2]. Для отримання сульфиду олова в якості електроліту використовувався розчин тіосульфату натрію з концентрацією 12,5 г/л.

На рис.1. показано рентгенівську дифрактограму об'єктів отриманих в електролізері з використанням олов'яних електродів. Електроліз проводився протягом 4 год. З реверсуванням напрямку електричного струму через 30 хв. Для розшифровки отриманої рентгенівської дифрактограми ми припустили що в нашому процесі можливі утворення наступних речовин: Sn, SnO, SnO₂, Sn₃O₄.

Використовуючи відомі міжплощинні відстані і формулу Вульфа- Брега:

$$2d\sin\theta=k\lambda$$

Ми провели розрахунок кутового положення (2θ) рефлексів вище вказаних речовин. Розрахунки кутових положень рефлексів проводиться з використанням Excel 7.

Використовуючи теоретичні розрахунки і експериментальну рентгенівську дифрактограму було встановлено, що рентгенівські рефлекси з кутовими положеннями належать таким речовинам: Sn, SnO, SnO₂, Sn₃O₄.

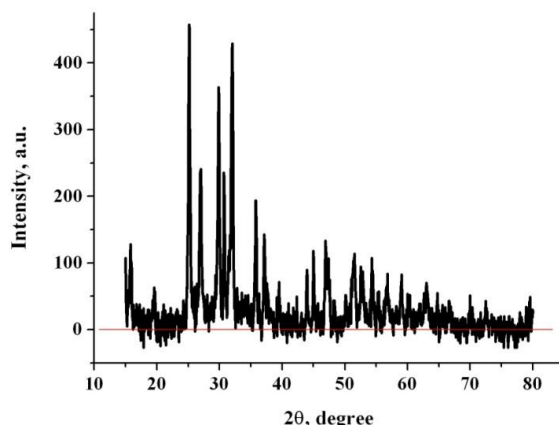


Рис.1. Рентгенівська дифрактограма оксидів олова

Подібний експеримент був проведений при таких самих умовах, але температура електроліту складала 97°C. Рентгенівські дослідження показали що була отримана практично така сама дифрактограма, як за температури електроліту 25°C, Вона відрізнялась від дифрактограми показаної на рис .1. тим що на ній були відсутні рефлекси які належать олову (Sn).

Розміри отриманих нанокристалів за розрахунками з використанням формули Дебая-Шерера показали що вони складають: для оксиду олова (Sn₃O₄) становить 375 Å, оксиду олова (SnO₂) – 361 Å, оксиду олова (SnO) – 310 Å, олова (Sn) – 138 Å[4].

Аналогічним чином ми проводили експеримент і для сульфідів олова. В якості електроліту використовували тіосульфат натрію. Використовуючи теоретичні розрахунки і експериментальну рентгенівську дифрактограму було встановлено, що рентгенівські рефлекси з кутовими положеннями належать таким речовинам: SnS, SnS₂, Sn₂S₃. Розміри отриманих нанокристалів становлять: для сульфиду олова (SnS) – 727 Å, сульфиду олова (SnS₂) – 465 Å, сульфиду олова (Sn₂S₃) – 521 Å.

Список літератури:

1. William Sims Bainbridge. Nanoconvergence: The Unity of Nanoscience, Biotechnology, Information Technology and Cognitive Science, June 27, 2007, Prentice Hall, ISBN 0-13-244643-X
2. Волошина Н.О. Особливості впливу наночасток олова на яйця *Ascaris suum* / Н.О. Волошина // Наукові записки НаУКМА. Біологія та екологія. – 2009. – Т. 93. – С. 81-84.
3. Борисевич В. Б. Наноматеріали в біології. Основи нановетеринарії : посіб. для студ. аграрн. закл. освіти III–IV рівнів акредитації / В. Б. Борисевич, В. Г. Каплуненко, М. В. Косінов, та ін. ; за ред. В. Б. Борисевича, В. Г. Каплуненко. — К. : ВД «Авіцена», 2010. — 416 с.
4. Порай-Кошиц М.А. Практический курс рентгеноструктурного анализа / корыненський Д.Г. – М.: МГУ, 1960. – 576 с.

ФОТОПРОВІДНІСТЬ ТА ГАСІННЯ ФОТОПРОВІДНОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ СУЛЬФІДУ КАДМІЮ

Галушка М.А.¹, Денисюк М.І.², Рижук А.О.³, Сидорчук В.М.⁴

¹Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, факультет інформаційних систем, фізики та математики, студент 4-го курсу, e-mail: dok3r18@gmail.com,

²Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, факультет інформаційних систем, фізики та математики, студентка 4-го курсу, e-mail: ma12giana95@mail.ru,

³Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, факультет інформаційних систем, фізики та математики, студентка 4-го курсу,

⁴Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, факультет інформаційних систем, фізики та математики, студент 4-го курсу, e-mail: Sydorchuk.vasua@mail.ru

Сульфід кадмію, типовий широкозонний напівпровідник типу A^2B^6 , має ряд унікальних властивостей, що зумовлюють його використання при виготовленні фоторезисторів, сонячних батарей, лазерів, підсилювачів ультразвуку, детекторів ультрафіолетового випромінювання, датчиків радіації, люмінесцентних панелей, екранів телевізорів і осциляторів. Тому вивчення фотоелектричних властивостей сульфїду кадмію є актуальним.

У роботі проаналізовані спектри фотопровідності та гасіння фотопровідності монокристалів CdS і $CdS:Cu$. Монокристали були вирощені із розплаву. Легування міддю ($N_{Cu} \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) здійснювалося додаванням Cu_2S в процесі вирощування. Нелеговані монокристали CdS були низькоомними і нефоточутливими, внаслідок наявності нестехіометричних міжвузлових атомів кадмію, які дають у забороненій зоні мілкі донорні рівні із глибиною залягання 0,03 еВ.

Спектри фотопровідності та гасіння фотопровідності вимірювались на постійному сигналі при кімнатній температурі. В спектрах фотопровідності нелегованих зразків спостерігався власний максимум при $\lambda \sim 500 \text{ нм}$ та мало виражений домішковий в діапазоні 540-680 нм. В монокристалах $CdS:Cu$ спостерігався домішковий максимум в тому ж діапазоні, який суттєво перевищував за інтенсивністю власний. Це пов'язано з тим, що в результаті легування міддю утворюються дефекти Cu_{Cd}^- , які грають роль повільних центрів рекомбінації (r -центрів) і які, в свою чергу забезпечують високу фоточутливість даних матеріалів. В спектрах гасіння фотопровідності монокристалів $CdS:Cu$ спостерігаються максимуми в області 950-1000 нм. і 1400-1600 нм. Перший максимум пов'язаний із збудженням дірок додатковим зондуванням освітленням із r -центрів у V -зону із наступною рекомбінацією їх з електронами c -зони через центри швидкої рекомбінації. Другий максимум пов'язується із такою ж рекомбінацією, але з участю мілких

акцепторних рівнів, які пов'язані, очевидно, із міжвузловими атомами сірки ($E_v + 0.13 \text{ eV}$). В спектрах гасіння нелегованого CdS спостерігається максимум в діапазоні 950-1000 нм, інтенсивність якого практично на порядок нища, ніж в CdS , легovanого Cu . Цей максимум пов'язаний із центрами V_{Cd}^- .

Список літератури:

- 1.Лашкарёв В. Е. Неравновесные процессы в фотопроводниках / Лашкарёв В. Е., Любаченко А. В., Шейнкман М. К. — К.: Наукова думка, 1981. — 264с.
- 2.Давидюк Г. Є. Вплив опромінення частинками підпорогової енергії на оптичні та фотоелектричні параметри спеціально нелегованих і легваних різними домішками монокристалів сульфїду кадмію : монографія / Г. Є. Давидюк та інші. — Луцьк : Вежа, 2009. — 132 с.

УДК 539.26; 537.8

ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ НАНОКРИСТАЛІВ СУЛЬФІДУ КАДМІЮ

Головко Ю.О., Данілевська Н.Б.

Рівненський державний гуманітарний університет, e-mail: yratu@ukr.net

Сульфід кадмію (CdS) належить до напівпровідникових матеріалів, які вважаються перспективними матеріалами для виготовлення сонячних елементів, зокрема в якості поглинаючого і буферного шарів. Такі шари використовуються в сонячних елементах нового покоління з досить тонким поглинаючим шаром ідея застосування якого, базується на використанні досягнень нанотехнологій [1,2].

Нанокристали сульфїду кадмію було отримано електролітичним методом в скляному електролізері з кадмієвими електродами. В якості електроліту використовувався розчин тіосульфату натрію в дистильованій воді, концентрація якого змінювалася в межах (12,5 – 74,3) г/л. Процес електролізу проводився за температури електроліту, яка змінювалася від кімнатної до 100°C . Тривалість експерименту складала 2 год., при густині струму від $3,4 \cdot 10^{-3}$ до $1,0 \cdot 10^{-2}$ А/см². Живлення електролізера здійснювалося від регульованого стабілізованого джерела постійного струму. Для рівномірного використання кадмію здійснювався реверс напрямку постійного струму. Час реверсування складав 30 хв.

Після закінчення електролізу електроліт, фільтрували за допомогою паперового фільтру і отриманий порошок промивали п'ятикратним об'ємом дистильованої води. Зразки висушували на повітрі при кімнатній температурі. В кожному експерименті визначали масу кадмієвих електродів і масу отриманого порошку.

Іонометр И-130 М був використаний для визначення рН електроліту, який відповідно на початку і в кінці процесу отримання наночастинок складав 8,1 і 8,6. Рентгенівські дослідження проводилися на рентгенівського дифрактометрі ДРОН – 4 з використанням CuK_α випромінювання за кімнатної температури. Анодна напруга і сила струму склали відповідно 41 кВ і 21 мА. Крок сканування дифрактограми $0,05^\circ$, а час експозиції 5 с.

Сульфід кадмію кристалізується в двох різних системах: кубічній (Td^2 – типу сфалерит і гексагональній (C^3_{6v}) – типу вюрцит. В залежності від умов отримання його колір може змінюватися від золотисто-жовтого до жовто-червоного. В нашому випадку був отриманий порошок червоного кольору. Рентгеноструктурний аналіз показав, що був отриманий кубічний CdS, який менш досліджений, чим гексагональний. Рефлекси мають значну півширину, що свідчить про малі розміри нанокристалів. Розміри нанокристалів визначали з використанням формули Дебая-Шеррера і методом Вільямсона-Холла, причому останній метод дозволяв отримати інформація, як про розміри, так і про механічні напруження, які діють в нанокристалах. Особливості синтезу нанокристалів і їх фізичні параметри наведені в табл. 1.

Табл. 1. Умови отримання і розміри нанокристалів сульфиду кадмію

№п/п	Концентрація електроліту	Температура електроліту	D, нм (формула Дебая-Шеррера)	D, нм (метод Вільямсона-Холла)	Механічна напруга, Па
1	74,3 г/л	98 °С	3,0	5,7	$5,8 * 10^8$
2	12,5 г/л	98 °С	3,0	3,3	$1,6 * 10^8$

З табл. 1 видно, що при зменшенні концентрації електроліту розміри нанокристалів і механічні напруги зменшуються (метод Вільямсона-Холла), хоча використання формули Дебая-Шеррера показує однакові розміри.

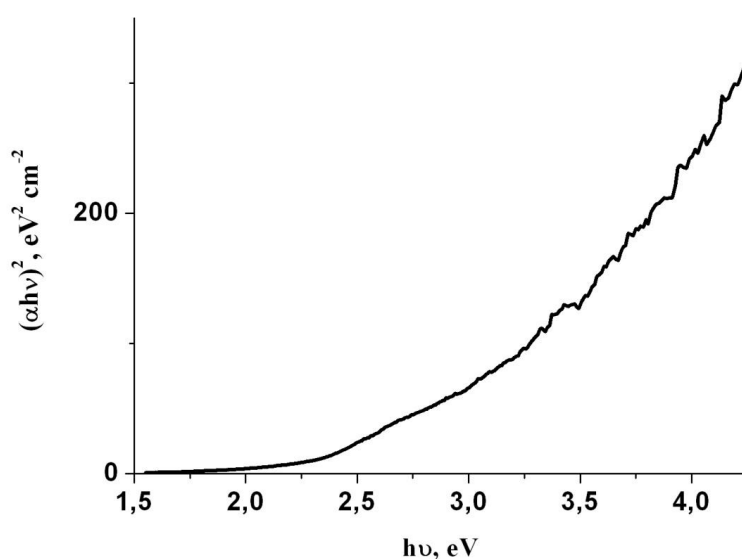


Рис. 2. Залежність величини $(\alpha h\nu)^2$ від енергії фотона $h\nu$, зразка отриманого за концентрації електроліту 74,3 г/л

Після закінчення процесу отримання наночастинок сульфїду цинку частина електроліту була використана для вимірювання спектрів пропускання. Вимірювання спектрів пропускання проводилося на спектрофотометрі Cary-50 за кімнатної температури. CdS належить до прямозонних напівпровідників, а тому для визначення ширини забороненої зони з спектрів пропускання були розрахована величина αhv , де α – коефіцієнт поглинання, h – стала Планка і ν частота фотона. Був побудований графік залежності величини $(\alpha hv)^2$ від енергії фотона $h\nu$ і з прямолінійної ділянки знайдено ширину забороненої зони, яка складає 2,75 eV (Рис. 1).

Список літератури:

- 1.С.А. Гаврилов, А.А. Шерченков, А.Б. Апальков, Д.А. Кравченко, Российские нанотехнологии 1 №1-2, 228 (2006).
- 2.Xiyang Ma, Gongxuan Lu, Baojun Yang, Applied Surface Science, 187, 235 (2002).

УДК 539-022.532; 621.315.592

ЕЛЕКТРОЛІТИЧНИЙ МЕТОД ОТРИМАННЯ ГІДРОКСИДУ НІКЕЛЮ

Дробуш Я.М., Левчук В.В.

Рівненський державний гуманітарний університет, e-mail: yaroslavrobush@mail.ru

В останні роки наноструктурні оксидні матеріали привертають все більшу увагу в зв'язку з їх унікальними оптичними, магнітними, напівпровідниковими, хімічними та механічними властивостями. Одним з таких матеріалів є нанокристалічний оксид нікелю, який має антиферромагнітні, напівпровідникові (напівпровідник р-типу, з шириною забороненої зони (3,6 - 4,0 eV)) і люмінесцентні властивості. Оксид нікелю застосовується як каталізатор для конверсії вуглеводнів, в Li-іонних батареях, як похідний матеріал для аноду твердооксидного паливного елемента та в якості наповнювача у композиційних керамічних матеріалах [1,2].

Питома ємність електрохімічних конденсаторів (ЕК) є однією з основних характеристик, яка визначає області і межі їх застосування. Тому основні зусилля дослідників і розробників таких пристроїв скеровані на пошук нових методик та матеріалів, які б сприяли досягненню поставленої мети. Серед них найбільш перспективною є ідея гібридних систем та використання матеріалів для електродів, які забезпечують у відповідних електролітах швидкі і оборотні фарадеївські процеси, що, в свою чергу, може бути використано в ЕК з псевдоємнісним характером накопичення заряду. На даний час такі ЕК формуються на оксидах рутенію, іридію, проте в комерційних цілях їх не використовують через велику вартість. Серед дешевих і доступних електродних матеріалів особливий інтерес представляє гідроксид нікелю [3].

Нанокристали гідроксиду нікелю було отримано електролітичним методом в скляному електролізері з нікелевими електродами. В якості електроліту використовувався розчин хлориду натрію в дистильованій воді, концентрація якого складала 0,5 г/л. Температура електроліту змінювалася від кімнатної до 100 °С. Тривалість експерименту складала 2 год., при густині струму 0,21 А/см². Живлення електролізера здійснювалося від регульованого стабілізованого джерела постійного струму. Для рівномірного використання цинкових електродів здійснювався реверс напрямку постійного струму. Час реверсування складав 30 хв.

Після закінчення електролізу електроліт, фільтрували за допомогою паперового фільтру і отриманий порошок промивали п'ятикратним об'ємом дистильованої води. Зразки висушували на повітрі за кімнатної температури.

Рентгенівські дослідження проводилися на рентгенівському дифрактометрі ДРОН – 4 з використанням CuK_α випромінювання за кімнатної температури. Анодна напруга і сила струму складала відповідно 41 кВ і 21 мА. Крок сканування дифрактограми 0,05 °С, а час експозиції 5 с.

На рис.1 показані рентгенівські дифрактограми отримані за різних температур електроліту. Для аналізу експериментальних дифрактограм використовувалася процедура опису кожного рефлексу функцією Гауса, внаслідок чого про кожний рефлекс була отримана така інформація: кутове положення 2θ , півширина β , інтегральна інформація I. Використавши відомі міжплощинні відстані для оксиду і гідроксиду нікелю були розраховані кутові положення їх рефлексів. Порівняння теоретичних розрахунків з експериментальною дифрактограмою показало, що в нашому випадку отриманий гідроксид нікелю.

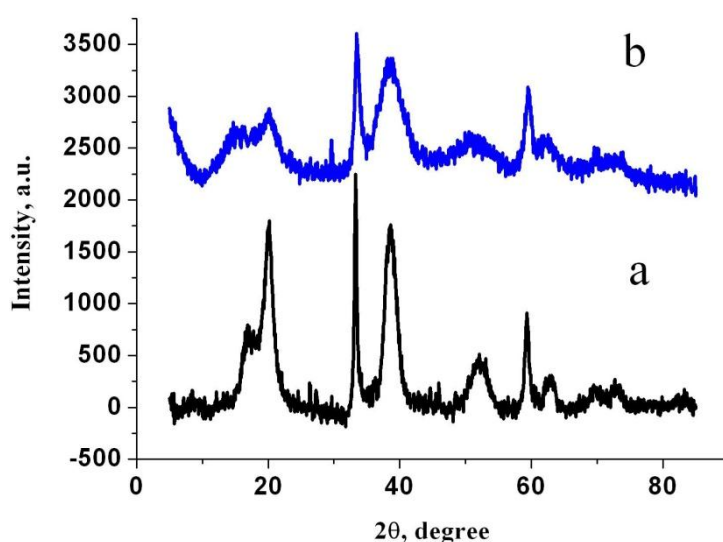


Рис. 1. Рентгенівська дифрактограма гідроксиду нікелю отриманого за температури електроліту:

a – 96 °С; b – 22 °С.

Отримані результати використовувалися для розрахунку розмірів нанокристалів з використанням формули Дебая–Шеррера:

$$D = 0,89\lambda/(\beta \cos\theta),$$

де λ – довжина хвилі рентгенівського випромінювання; β – півширина рефлексу; θ – кут дифракції. Фізичне значення півширини обчислено за формулою $\beta = (\beta_1^2 - \beta_2^2)^{1/2}$, де β_1 – експериментальне значення півширини рентгенівського рефлексу; β_2 – інструментальне значення півширини рентгенівського рефлексу. Інструментальне значення півширини рентгенівських рефлексів визначалося на основі аналізу рентгенівських дифрактограм еталонних порошків кремнію і Al_2O_3 , які були отримані за таких самих умов. З використанням параметрів різних рефлексів були отримані різні значення розміру, але їх середнє значення дорівнює 11 нм для зразків отриманих за температури електроліту 96 °С. З рис.1 б видно, що зменшення температури електроліту приводить до зменшення інтенсивності і збільшення півширини рентгенівських рефлексів, що свідчить про зменшення розмірів нанокристалів гідроксиду нікелю середнє значення якого дорівнює 15 нм.

Список літератури:

- 1.Ф.І. Глазунов, І.А. Даніленко, Г.К. Волкова, В.О. Глазунова, Т.Є. Константінова ФІЗИКА І ХІМІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА Т. 14, №1 (2013) С. 185-189.
- 2.[https://uk.wikipedia.org/wiki/оксид_нікелю\(II\)](https://uk.wikipedia.org/wiki/оксид_нікелю(II)).
- 3.О.М. Хемій, Л.С. Яблонь, І.М. Будзуляк, О.В. Морушко, Ю.Ю. Стубров, І.П. Яремій ФІЗИКА І ХІМІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА Т. 16, №2 (2015) С. 355-359.

УДК 621. 315. 592

ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРАЛЬНОГО РОЗПОДІЛУ ФОТОПРОВІДНОСТІ ТВЕРДОГО РОЗЧИНУ $Tl_{1-x}In_{1-x}Si(Ge)_xSe_2$ ($x=0,1; 0,2$)

Замуруєва О.В.¹, Кльоц О.М.²

¹Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, м.н.с., e-mail: zamurueva.o@gmail.com,

²Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, студент 1-ого курсу

Інтерес до напівпровідникових сполук типу $TlB^{III}C^{VI}_2$ ($B=In, Ga, C=S, Se, Te$) обумовлений перспективністю їх використання в напівпровідниковому приладобудуванні. Зокрема, на основі $TlInTe_2$ і його структурного аналога $TlInSe_2$ створені малоінерційні фоторезистори, детектори рентгенівського випромінювання. Для розширення класу вказаних напівпровідникових кристалів,

зміни та управління їх фізичними параметрами має інтерес дослідження можливості катіонного заміщення в сполуках $TlInSe_2$ і вивчення твердих розчинів, які при цьому утворюються.

Монокристали твердого розчину $Tl_{1-x}In_{1-x}Si(Ge)_xSe_2$ ($x=0,1; 0,2$) – фоточутливі матеріали. Кратність фотовідклику до монохроматичного світла представлена в табл. 1.

Зі збільшенням x та зі статистичною заміною $Ge \rightarrow In$ та $Si \rightarrow In$ фоточутливість досліджуваних зразків зменшується, що на нашу думку, зумовлене збільшенням концентрації центрів швидкої рекомбінації (s -центрів), які зазвичай пов'язані зі структурними дефектами кристалічної ґратки.

Таблиця 1 Кратність фотовідклику твердого розчину $Tl_{1-x}In_{1-x}Si(Ge)_xSe_2$ при $T = 300 K$

Зразок	$x=0,1$	$x=0,2$
$Tl_{1-x}In_{1-x}Si_xSe_2$	2,98	1,47
$Tl_{1-x}In_{1-x}Ge_xSe_2$	9,32	1,85

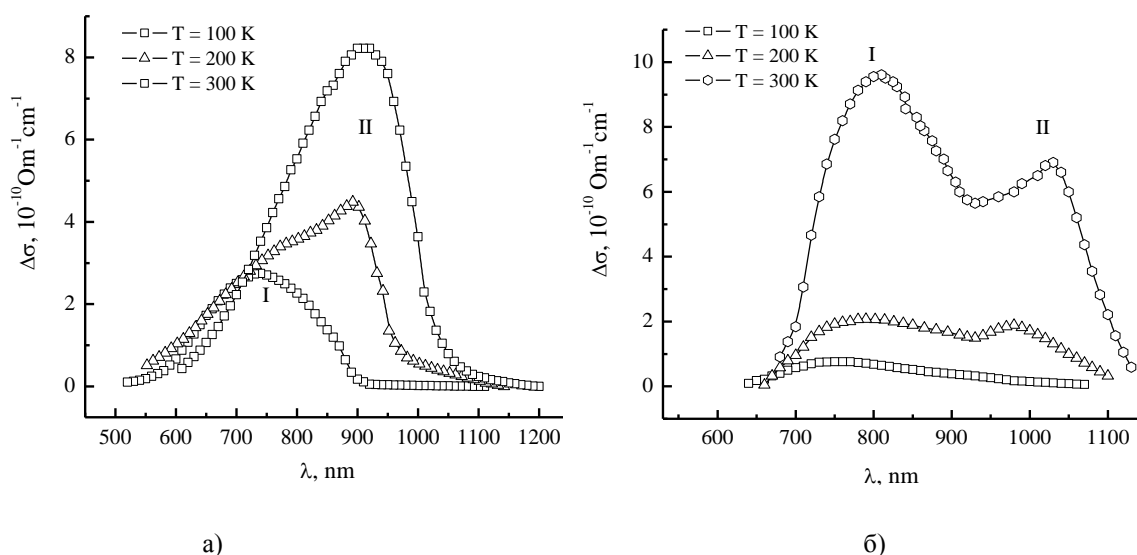


Рис. 1. Спектральний розподіл фотопровідності кристалів

а) $Tl_{1-x}In_{1-x}Si_xSe_2$ ($x=0,1$); б) $Tl_{1-x}In_{1-x}Ge_xSe_2$ ($x=0,1$)

Зі збільшенням x спостерігається зменшення максимуму власної фотопровідності (рис. 1., пік I), що можна пояснити зростанням концентрації s -центрів рекомбінації. Водночас великий домішковий фотострум засвідчує, що при статистичному заміщенні In на $Si(Ge)$ утворюються центри повільної рекомбінації (r -центри). Таким центрами можуть бути катіонні вакансії, а саме V_{Tl} концентрація яких, згідно з рентгеноструктурними дослідженнями, збільшується зі зростанням x . Зростання концентрації s -центрів рекомбінації слабо впливає на домішкову фотопровідність, оскільки при домішковому збудженні вільні електрони не утворюються і s -центри практично не беруть участі в рекомбінації.

Характерною особливістю залежностей $\Delta\sigma(\lambda)$ (рис. 1) є наявність двох максимумів фотопровідності. При цьому максимум I лежить в області смуги власного поглинання. Тому можна припустити, що пік I зумовлений власною фотопровідністю досліджуваних сполук.

При ($x=0,1; 0,2$) енергетичне положення домішкового рівня відносно стелі валентної зони за $T=200$ К становить 0,23 та 0,21 еВ для кристалів $\text{TlInSe}_2 - \text{SiSe}_2$; 0,32 та 0,27 еВ для кристалів $\text{TlInSe}_2 - \text{GeSe}_2$, що узгоджується з енергією активації темної провідності [3; 4]. Тому можна припустити, що високотемпературна електропровідність і домішкова фотопровідність зв'язані з одними й тими ж центрами, а саме акцепторами зони локалізованих станів.

При збільшенні температури збільшується домішкова фотопровідність (рис. 1). Спостережану особливість можна пояснити фотозбудженням електрона з акцепторного рівня в зону провідності. Дірка, яка утворилась при цьому на акцепторному рівні за високої температури, термічно дозбуджується у валентну зону. З пониженням температури відбувається заповнення дірками акцепторних рівнів, що приводить до зменшення можливості електронних переходів з акцепторного рівня в зону провідності та до «виморожування» домішкової фотопровідності.

Список літератури:

1. Structural and Optical Properties of Novel Optoelectronic $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_x\text{Si}_x\text{Se}_2$ Single Crystals / G. L. Myronchuk, O. V. Zamurueva, O. V. Parasyuk [et al.] // J. Mater. Sci. - Mater. Electron. – 2014. – Vol. 25, № 7. – P. 3226–3232.

2. Дослідження спектрального розподілу коефіцієнта поглинання монокристалу $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_x\text{Ge}_x\text{Se}_2$ ($x=0,1; 0,2$) / І. В. Кітик, Г. Л. Мирончук, О. В. Замуруєва, О. В. Парасюк, О. С. Мартинюк // Наук. вісн. Східноєвроп. нац. ун-ту ім. Лесі Українки. Сер. Фіз. науки. – 2015. – № 10(311). – С. 27–33.

3. Photoinduced Optical Properties of $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_x\text{Si}_x\text{Se}_2$ Single Crystals / G. L. Myronchuk, O. V. Zamurueva, K. Ożga [et al.] // Arch. Metall. Mater. – 2015. – Vol. 60, № 2. – P. 1051–1055.

4. Transport Phenomena in Single Crystals $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_x\text{Ge}_x\text{Se}_2$ ($x=0,1, 0,2$) / O. V. Zamurueva, G. L. Myronchuk, K. Ożga [et al.] // Arch. Metall. Mater. – 2015. – Vol. 60, № 3. – P. 2025–2028.

УДК 539.26; 539.911

ЕЛЕКТРОЛІТИЧНИЙ МЕТОД ОТРИМАННЯ НАНОКРИСТАЛІВ СПОЛУК КАДМІЮ

Корейко Л.С.

Рівненський державний гуманітарний університет, студентка, e-mail: koreyko94@mail.ua

Знання про особливості будови і властивості невеликих атомних об'єднань та частинок складають значний науковий інтерес, бо визначають характеристики об'єктів, які займають проміжне положення між ізольованими атомами та об'ємними твердими тілами. Використання

наноструктурних матеріалів суттєво змінило думку про зміну властивостей матеріалів у залежності від їх розмірів. Формування наноструктур приводить до змін механічних, електричних, оптичних властивостей, що важливо для створення приладів нано- та мікроелектроніки в яких компонується провідні і непровідні компоненти [1].

Розробка високоефективних методів отримання металевих і оксидних наночастинок набуває важливого значення в зв'язку з перспективами використання їх в металургії, мікроелектроніці, виробництві каталізаторів, мастильних матеріалів та в інших галузях техніки і технології [2]. Серед наноструктурованих сполук кадмію особливо цікавий гідроксид кадмію. Він високо стабільний катодний матеріал, а в наноструктурному вигляді може бути використаний для отримання сульфідів кадмію та оксиду кадмію [3].

Дрібнодисперсні порошки сполук кадмію були отримані в скляному електролізері електрохімічним методом. Як електроліт використовувався розчин кухонної солі в дистильованій воді (концентрація NaCl складала величину 500 мг/л). В ролі електродів використовувалися циліндри розмірами, які були виготовлені з кадмію марки «ЧДА». Для живлення електролітичної комірки використовувалося стабілізоване джерело постійної напруги. З метою рівномірного використання кадмієвих електродів здійснювався реверс напрямку струму через кожні 30 хв. Температура електроліту в процесі експерименту складала 98⁰С. Тривалість синтезу наночастинок складала 4 години, при густині струму порядку $2,75 \cdot 10^{-2}$ А/см².

Рентгенівські дослідження проводилися на дифрактометрі ДРОН – 4 з використанням випромінювання CuK_α при кімнатній температурі. Диференціальний термічний аналіз (ДТА) проводився на установці, яка складається із печі регульованого нагріву "Термодент", блоку комп'ютерної реєстрації, блоку підсилення сигналу термопари (Pt/Pt-Rh) виготовленого на основі "И-102", високоточного регулятора температури ВРТ-2. Для згладжування радіального градієнту в середині робочої камери використовувався керамічний циліндр із товщиною стінки 5 мм. Швидкість нагрівання становила 10 К/хв. У ролі еталону використовувався Al₂O₃, відпалений при 1270 К протягом 10 год.

Рентгеноструктурний аналіз отриманих нанокристалів сполук кадмію показав, що були отримані такі речовини: гідроксид кадмію (дві модифікації) моноклінна і гексагональна, а також карбонат кадмію, розміри яких оцінені з використанням формули Дебая-Шеррера порядку 20 нм.

Результати ДТА дрібнодисперсних порошоків сполук кадмію отриманих при прокачуванні повітря через розчин електроліту протягом 2 год. показані на рис. 1. Видно, що на термограмі спостерігаються чотири ендотермічні мінімуми при температурах близько 100⁰С, 250⁰С, 420⁰С і 590⁰С. Перший з них може бути обумовлений видаленням води з дрібнодисперсного порошку, яка була ним адсорбована, при висушуванні на повітрі, так як вважається, що наночастинок завжди мають певний заряд, а молекули води можна розглядати, як диполі.

Другий ендотермічний мінімум обумовлений розкладом гідрооксиду. Остання реакція спостерігається при температурах вище 130°C , а на термограмі мінімум починається при 210°C , а закінчується при 340°C . Третій мінімум, який спостерігається при 420°C , має меншу площу, чим два попередніх, що свідчить про меншу кількість матеріалу, що поглинає тепло. Він зумовлений розкладом карбонату кадмію.

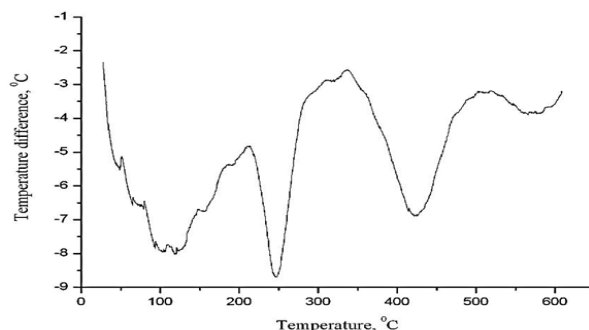


Рис.1. Термограма порошків сполук кадмію, отриманих з прокачуванням повітря.

Проводилися порівняння термограм нанокристалів сполук кадмію отриманих без і з прокачуванням повітря через розчин електроліту. В обох випадках на термограмах спостерігаються ендотермічні мінімуми практично при однакових температурах. В випадку термограм нанокристалів, отриманих з прокачуванням температури, спостерігається значне зростання площі мінімумів при температурах 420°C і 590°C . Враховуючи, що для даних зразків рентгеноструктурний аналіз показав, зростання інтенсивностей рефлексів CdCO_3 в порівнянні з зразками отриманими без прокачування повітря, що свідчить про збільшення вмісту карбонату кадмію, тому можна вважати, що мінімум при 420°C дійсно обумовлений розкладом останнього. З цим же процесом, мабуть, пов'язаний і ендотермічний мінімум при 590°C .

Список літератури:

1. Д.М. Фреїк, Б.П. Яцишин Фізика і хімія твердого тіла. 2007. Т.8. №1. С.7.
2. Ф.Г. Рутберг, В.В. Гусаров, В.А. Коликов, И.П. Воскресенская, В.Н. Снегов В.Н., А.Ю. Стогов, И.А. Черепкова ЖТФ. 2012. Т. 82. вып. 12. С.33.
3. А.С. Ворох, Н.С. Кожевникова Доклады академии наук. 2008. Т.419. №1. С.58.

ДОСЛІДЖЕННЯ КІНЕТИКИ ФОТОПРОВІДНОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ ТВЕРДОГО РОЗЧИНУ $\text{Ag}_x\text{Ga}_x\text{Ge}_{1-x}\text{Se}_2$ ($x=0.250, 0.167$)

Кримусь А.С.^{1,2}, Мирончук Г.Л.¹, Парасюк О.В.¹, Кітик І.В.^{1,3}, Нигматулліна О.С.¹

¹Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, e-mail: KrymusAS@rambler.ru,

²Jan Dlugosz University in Częstochowa,

³Czestochowa University of Tehnology

Сполуки $\text{Ag}_x\text{Ga}_x\text{Ge}_{1-x}\text{Se}_2$ є аналогами тернарної фази AgGaSe_2 і були синтезовані в процесі пошуку технології покращення параметрів матеріалу способом додавання до тернарних фаз дихалькогенів германію [1]. Отримані кристали мають більшу область гомогенності, кращі в порівнянні з тернарною сполукою нелінійно-оптичні параметри, більший спектральний інтервал вікна прозорості, а також меншу температуру плавлення [1-3]. Плавна зміна ширини забороненої зони і інших параметрів кристалів $\text{Ag}_x\text{Ga}_x\text{Ge}_{1-x}\text{Se}_2$ ($x = 0.333 - 0.167$) дозволяє розширити межі практичного застосування вказаних сполук в оптоелектроніці [4]. Крім того, за рахунок вибору домішкових атомів, з'являється можливість керувати часом життя носіїв заряду в напівпровіднику.

В представленій роботі з метою з'ясування механізму залежностей рекомбінаційних процесів від складу в монокристалах $\text{Ag}_x\text{Ga}_x\text{Ge}_{1-x}\text{Se}_2$ досліджувалась кінетика фотопровідності.

На рис. 1 представлені криві спектрального розподілу фотопровідності сполук $\text{Ag}_x\text{Ga}_x\text{Ge}_{1-x}\text{Se}_2$ ($x=0.250, 0.167$).

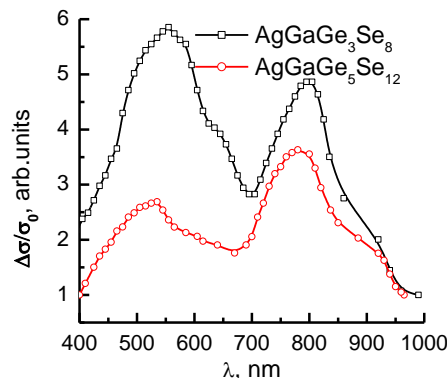


Рис. 1. Спектральний розподіл фотопровідності при $T=240\text{K}$.

Характерною особливістю спектрального розподілу фотопровідності (СРФ) є двох максимумів. Перший максимум СРФ досліджуваних зразків лежить в області краю смуги власного поглинання, при зростанні x спостерігається зміщення цього максимуму у короткохвильову область спектра. Другий максимум найбільш імовірно пов'язаний із фотозбудженням дірок із акцепторного рівня у валентну зону.

На рис.2 представлені результати досліджень кінетики фотопровідності в кристалах $\text{Ag}_x\text{Ga}_x\text{Ge}_{1-x}\text{Se}_2$, з яких видно, що релаксаційні процеси мають складний довготривалий характер.

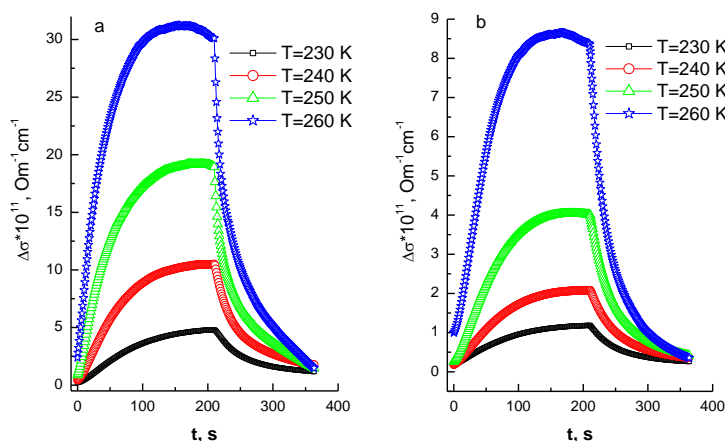


Рис.2. Кінетика фотопровідності кристалів а) $\text{AgGaGe}_3\text{Se}_8$ б) $\text{AgGaGe}_5\text{Se}_{12}$

Великі значення τ_1 свідчать або про участь мілких рівнів прилипання, або про участь рекомбінаційних бар'єрів в релаксації фотопровідності. Також, до зростання часу релаксації призводитиме ще й те, що основним каналом рекомбінаційних процесів є переходи електронів на дефектні центри. В даному випадку - на r або s центри рекомбінації.

По нахилу прямолінійних ділянок залежності провідності від часу (рис.4.) в напівлогарифмічному масштабі визначалися часи релаксації фотопровідності τ_1 , τ_2 та τ_3 (табл.1).

Таблиця 1. Часові параметри релаксаційних процесів в кристалах $\text{AgGaGe}_3\text{Se}_8$ і $\text{AgGaGe}_5\text{Se}_{12}$

	$\text{AgGaGe}_3\text{Se}_8$			$\text{AgGaGe}_5\text{Se}_{12}$		
	τ_1, s	τ_2, s	τ_3, s	τ_1, s	τ_2, s	τ_3, s
230	78,84	57,58	226,64	70,3	69,99	331,18
240	62,27	39,87	137,48	62,29	52,76	201,29
250	44,62	29,36	88,28	49,96	40,03	110,88
260	33,81	21,71	64,16	43,64	28,54	74,97

За нахилом температурних залежностей часу релаксації ($\ln \tau(1/T)$) була оцінена енергетична відстань від дна зони провідності до пастки (E_t). Визначені значення E_t становили 0,22 eV та 0,25 eV для сполук $\text{AgGaGe}_3\text{Se}_8$ та $\text{AgGaGe}_5\text{Se}_{12}$ відповідно.

Отже, у даній роботі було досліджено фотопровідність та кінетику фотопровідності монокристалів твердого розчину $\text{Ag}_x\text{Ga}_x\text{Ge}_{1-x}\text{Se}_2$ ($x=0.250, 0.167$). Встановлено, що кінетика релаксації фотопровідності характеризується наявністю принаймні двох типів релаксаційних процесів: повільного та швидкого. Контролюються релаксаційні процеси s -центрами швидкої та r -

центрами повільної рекомбінації. За температурною залежністю часу релаксації фотопровідності оцінена енергія активації t -рівнів.

Список літератури:

1. Olekseyuk I.D., Gulyak A.V., Sysa L.V. et al. J. Alloys Comp. – 1996. – **241**. – 1.
2. Badikov V., Mitin K., Noack F. et al. Optical Materials. – 2009. – **V.31**. – I.4. – Pages 590–597.
3. Knuteson, D.J., Singh, N.B., Kanner, G. et al. J. of Crystal Growth, – 2010. – **V.312**. – I.8. – p.1114-1117.
4. Lakshminarayana G., Piasecki M., Davydyuk G.E. et al. Mat. Chemistry and Physics. – 2012. – **V.135**. – I.2–3. – P.837–841.

ФОТОЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ КРИСТАЛІЧНИХ ТА АМОРФНИХ МАТЕРІАЛІВ

Кухарик Л.П.

Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, студентка IV курсу факультету інформаційних систем, фізики та математики, e-mail: kuharik.lydmila@gmail.com

Актуальність роботи полягає в тому що, отримання матеріалів із заданими фотоелектричними властивостями - один з основних напрямів сучасної фізики твердого тіла. Крім того, сучасні теоретичні дослідження дозволяють створювати моделі, які здатні прогнозувати властивості нових багатокомпонентних сполук.

Метою дослідження є вивчення фотоелектричних властивостей кристалічних та аморфних матеріалів, ознайомлення з сучасними етапами та перспективами розвитку фізики твердого тіла. А також дослідження фотоелектричних властивостей тонких плівок сульфідів свинцю.

Фотоелектричними називають явища, що пов'язані із зміною електричних параметрів матеріалу під впливом електромагнітного випромінювання.

Електричні властивості кристалів можна розглядати на прикладі металів, так як метали, в одному з станів, можуть являти собою кристалічні агрегати. Електрони, вільно пересуваючись в металі, не можуть вийти назовні, для цього потрібно затратити енергію. Вирваний з молекулярної орбіти електрон, залишаючись всередині кристала, зумовлює у останнього металеву провідність (внутрішній фотоелектричний ефект). За нормальних умов (без опромінення) такі сполуки є провідниками електричного струму.

Одне з гідних місць поряд з вузькозонними напівпровідниками, використовуваних для створення на їх основі тонкопліткових детекторів, займає сульфід свинцю. Детектори на їх основі працюють в спектральному інтервалі 0.6-3 мкм і інтервалі температур 77-350 К. В список найбільш поширених областей застосування ІЧ-фотоприймачів на основі халькогенідів свинцю (PbS, PbSe, PbTe. І т.д.), спектрографічні датчики, медичні, дослідницькі інструменти, сортувальні,

рахункові, контролюючі прилади, реєстратори полум'я, системи визначення положення теплових джерел.

В даний час існує безліч способів і методик отримання фоточутливих плівок сульфідів свинцю PbS. За способом отримання плівки прийнято розділяти на два типи: "фізичні" і "хімічні" шари.

До "фізичним" PbS відносять плівки, отримані методами вакуумного випаровування, піролізного напилення і спікання порошку з наступною активацією їх в кисневмісній атмосфері. Методи, які використовуються при виробництві "фізичних" шарів PbS, дозволяють отримувати плівки великого масштабу з досить високою фоточутливістю ($\sigma \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, $T = 170\text{K}$). "Хімічні" шари утворюються при електрохімічному і хімічному осадженні плівок з розчину. Привабливість хімічних способів полягає в можливості легування плівок безпосередньо в процесі вирощування з метою отримання зразків з наперед заданими властивостями.

Якість одержуваної плівки багато в чому визначається умовами формування кристалітів на поверхні підкладки.

Незважаючи на появу в останні роки великої різноманітності фотоелектричних приймачів (ФП) з інших напівпровідникових матеріалів, плівкові ФП з халькогенідів свинцю не втрачають своєї актуальності завдяки високому рівню фотоелектричних параметрів в спектральних діапазонах 1-3 і 3-5 мкм, відсутності необхідності глибокого охолодження та порівняно низької вартості.

Практична цінність тонких плівок сульфідів свинцю очевидна, але важливий фактор в сфері практичного застосування це довговічність отриманого зразка, збереження його основних характеристик з плином часу, а також умови його використання при впливі різних зовнішніх факторів. Технологія полімерної герметизації дозволяє забезпечити збереження фоточутливих плівок, а також забезпечити надійність і тривалість роботи приладів з використанням тонких плівок PbS при кліматичних впливах під час експлуатації. Полімерні матеріали можуть також служити оптичними клеями для приклеювання іммерсійних лінз або інших оптичних елементів до поверхні фоточутливих плівок.

Для формування на поверхні скляної підкладки фоточутливого шару сульфідів свинцю використовують методи хімічного осадження, вакуумного випаровування і пульверизації. Кожен з методів отримання тонких плівок сульфідів свинцю має свої переваги і недоліки. Методу пульверизації дозволяє варіювати склад розчинів в єдиному технологічному процесі.

Товщина оксидної фази на межах кристалітів і концентрація акцепторних центрів в ній, що визначають утворення інверсного каналу провідності р-типу, залежать від технології отримання зразків.

При тривалому зберіганні тонких плівок сульфідів свинцю на повітрі при кімнатній температурі, помітні погіршення основних характеристик зразків в кілька разів.

Список літератури:

- 1.Амосова Л.П. Полупроводниковые и жидкокристаллические устройства для систем оптической обработки информации / Л.П. Амосова, В.Л. Комолов. — Санкт-Петербург : Изд-во НИУ ИТМО, 2014.—122 с.
- 2.Неустроев Л.Н. Исследование внутренней структуры поликристаллических пленок РЬ8 с помощью вакуумного прогрева / Л.Н. Неустроев, В.В. Осипов, К.Э. Онаркулов. —ФТП, 1987., т.21, №6.,989-994 с.
- 3.http://www.pu.if.ua/inst/phys_che/start/pcss/vol11/1101-19.pdf

УДК 546.05.06.683.3'49-121'141

ОДЕРЖАННЯ І ВЛАСТИВОСТІ КРИСТАЛІВ Tl_4HgBr_6

**Левковець С.І.¹, Піскач Л.В.², Мирончук Г.Л.³, Фочук П.М.⁴, Кітик І.В.⁵, Piasecki M.⁶,
Федорчук А.О.⁷, Парасюк О.В.⁸**

¹Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, аспірант, e-mail: ya.hhhggg@yandex.ua,

²Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки,
к.х.н., доцент кафедри неорганічної та фізичної хімії,

³Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.ф.-м.н., доцент кафедри експериментальної
фізики та інформаційно-вимірювальних технологій,

⁴Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, д.х.н., професор, завідувач кафедри
неорганічної хімії твердого тіла та нанодисперсних матеріалів,

⁵Ченстоховський політехнічний університет, професор факультету електротехніки,

⁶Академія ім. Яна Длугоша в Ченстохові, доктор кафедри теоретичної фізики,

⁷Львівський національний університет ветеринарної медицини та біотехнологій імені С. З. Гжицького, д.х.н.,
професор біологічної та загальної хімії,

⁸Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.х.н., декан хімічного факультету

Сполука Tl_4HgBr_6 належить до цікавого типу Tl_4BX_6 (B—Cd, Hg, Pb, X—Cl, Br, I) сполук, які проявляються широкі вікна прозорості в діапазоні від видимого до далекого інфрачервоного діапазону і є перспективними матеріалами для нелінійної оптики, детекторів іонізуючого випромінювання, датчиків температури та іон-селективних електродів.

Метою роботи є одержання та дослідження властивостей монокристалу сполуки Tl_4HgBr_6 .

В системі $HgBr_2-TlBr$ при складі 80 мол. % $TlBr$ утворюється сполука Tl_4HgBr_6 . Вона плавиться інконгруентно при 575 К за реакцією: $L+TlBr \leftrightarrow Tl_4HgBr_6$. Tl_4HgBr_6 ізоструктурна до Tl_4HgI_6 . Tl_4HgBr_6 кристалізується в тетрагональній сингонії, просторова група $P4/mnc$.

Масив дифрактометричних даних сполуки Tl_4HgBr_6 можна описати в просторових групах $P4nc$ і $P4/mnc$, розрізнити їх за допомогою рентгеноструктурного аналізу неможливо. Тому, було проведено дослідження нелінійно оптичних параметрів, які підтвердили нецентросиметричну структуру Tl_4HgBr_6 через наявність невеликого ефекту SHG (0,4-0,5 пм/В) і п'єзоелектричного

коефіцієнту 0,9 пм/В в даній сполуці. Відповідно, це дозволяє зробити висновок, що Tl_4HgBr_6 кристалізується в нецентросиметричній просторовій групі $P4nc$, з параметрами елементарної комірки $a=0,89539$ (8) і $c=0,87884$ (8).

Для отримання монокристалу сполуки Tl_4HgBr_6 був використаний розчин-розплавний метод на установці Бріджмена–Стокбаргера. Сплав, масою 20 г, готувався із розрахованих кількостей TlBr та HgBr_2 на сплав складу 30 мол. % HgBr_2 – 70 мол. % TlBr . Температура верхньої зони становила 680 К, а нижньої – 540 К. Градієнт печі на фронті кристалізації становив $6 \text{ K}\cdot\text{cm}^{-1}$. Одержана буля складалася із двох частин: монокристалу Tl_4HgBr_6 та закристалізованої евтектики. Отриманий монокристал мав жовтий колір.

Досліджено спектр поглинання монокристал Tl_4HgBr_6 в діапазоні температур 100-300 К і визначено ширину забороненої зони, становить 2,48 еВ і 2,43 еВ при 100 К та 300 К відповідно.

УДК 546.817.141

ФІЗИКО-ХІМІЧНА ВЗАЄМОДІЯ МІЖ ПЛЮМБУМ (II) БРОМІДОМ ТА ПЛЮМБУМ (II) ЙОДИДОМ

Левковець С. І.¹, Піскач Л. В.², Федорчук А. О.³, Фочук П. М.⁴, Левковець В. І.⁵,
Парасюк О.В.⁶

¹Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, аспірант, e-mail: ya.hhhggg@yandex.ua,

²Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.х.н.,

доцент кафедри неорганічної та фізичної хімії,

³Львівський національний університет ветеринарної медицини та біотехнологій імені С. З. Гжицького, д.х.н.,

професор біологічної та загальної хімії,

⁴Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, д.х.н., професор, завідувач кафедри

неорганічної хімії твердого тіла та нанодисперсних матеріалів,

⁵Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, студент IV курсу факультету інформаційних

систем, фізики та математики,

⁶Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.х.н., декан хімічного факультету

Плюмбум (II) бромід в кристалічному стані прозорий в дальній частині спектра ІЧ-області (більше 20 мкм), що зумовлює можливість його використання в ІЧ-оптиці та акустооптиці. Кристали PbI_2 застосовують для записування оптичної інформації, у пристроях нелінійної оптики, детекторах X- і γ -випромінювань.

Метою роботи є уточнення фазових рівноваг та меж існування твердих розчинів в системі PbBr_2 – PbI_2 .

В системі $\text{PbI}_2\text{-PbBr}_2$, за даними [1], утворюється дві сполуки $\text{PbBr}_{1,2}\text{I}_{0,8}$ та $\text{PbBr}_{1,5}\text{I}_{0,5}$ зі стехіометричним складом 60 та 75 мол. % PbBr_2 , які утворюються конгруентно за температури 639 та 661 К відповідно. Два евтектичні процеси протікають за температури 609 та 619 К відповідно: $L \leftrightarrow \gamma(\text{PbI}_2) + \beta(\text{PbBr}_{1,2}\text{I}_{0,8})$ та $L \leftrightarrow \beta(\text{PbBr}_{1,2}\text{I}_{0,8}) + \alpha(\text{PbBr}_{1,5}\text{I}_{0,5})$. Проте в роботі [1] не уточнено межі твердих розчинів, які існують в даній системі.

Автор роботи [2] вказує на існування двох сполук $\text{Pb}_5\text{Br}_4\text{I}_6$ та $\text{Pb}_5\text{Br}_2\text{I}_8$, зі складом 60 та 80 мол. % PbBr_2 . $\text{Pb}_5\text{Br}_4\text{I}_6$ може бути отримана з розплаву шляхом високотемпературного синтезу. Інша сполука складу $\text{Pb}_5\text{Br}_2\text{I}_8$, стійка нижче 493К [2]. В пізніших дослідженнях [3], підтверджено існування лише однієї сполуки $\text{PbBr}_{1,2}\text{I}_{0,8}$. Однак, жодних доказів існування сполуки $\text{Pb}_5\text{Br}_2\text{I}_8$ [2] не було знайдено. Це, без сумніву, пов'язано з тим, що в дослідженні [3] були використані препаративні високотемпературні методи, в той час як Хірш [2], отримав $\text{Pb}_5\text{Br}_2\text{I}_8$ з водного розчину і встановив, що вона є метастабільною сполукою. В роботі [3] встановлено, що твердий розчин на основі PbBr_2 становить 15 мол. %, на основі PbI_2 – 5 мол. %

Із зразка твердого розчину на основі сполуки $\text{PbBr}_{1,2}\text{I}_{0,8}$, складу 50 мол. % PbI_2 , пораховано кристалічну структуру зразка складу PbBrI . PbBrI кристалізується в орторомбічній сингонії, просторова група $Pnam$, з параметрами елементарної комірки $a=0,8674(5)$, $b=1,0483(5)$, $c=0,4448(2)$ нм [4]; $\text{PbBr}_{1,17}\text{I}_{0,83}$ – в орторомбічній сингонії, просторова група $Pbnm$, з параметрами елементарної комірки $a=1,0452(1)$, $b=0,8639(1)$, $c=0,4427(1)$ нм [3].

Для дослідження системи $\text{PbBr}_2\text{-PbI}_2$ синтезували 22 зразки в повному концентраційному інтервалі. Вихідними матеріалами для приготування сплавів слугували попередньо отримані та очищені зонною перекристалізацією бінарні броміди. Зразки синтезували безпосереднім сплавленням у відкачаних до $1,33 \cdot 10^{-2}$ Па і запаяних кварцових ампулах. Максимальна температура синтезу становила 873 К. Після 6 год витримки, температуру поступово знижували (~ 20 К/год) до кімнатної температури.

Отримані сплави досліджували рентгенофазовим та диференційно-термічним методами аналізу. РФА проводився методом порошку на дифрактометрі ДРОН 4–13 ($\text{CuK}\alpha$ -випромінювання, зйомка по точках, $10^\circ \leq 2\theta \leq 80^\circ$, крок зйомки $0,05^\circ$, час відліку в точці – 5с). Запис кривих ДТА проводився на дериватографі системи Paulik–Paulik–Erdey з використанням Pt/Pt-Rh термопар.

В системі $\text{PbBr}_2\text{-PbI}_2$ підтверджено існування однієї сполуки $\text{PbBr}_{1,2}\text{I}_{0,8}$. $\text{PbBr}_{1,2}\text{I}_{0,8}$ та PbBr_2 проіндексовано в орторомбічній сингонії, просторова група $Pnam$, з параметрами елементарної комірки $a=0,8622(2)$, $b=0,4416(1)$, $c=1,0452(3)$ нм та $a=0,80649(9)$, $b=0,47353(5)$, $c=0,9548(1)$ нм відповідно; PbI_2 – в тригональній сингонії, просторова група $P-3m1$, ($a=0,45577(7)$, $c=0,6987(2)$ нм).

За даними РФА, на основі вихідних сполук існують тверді розчини. Зі сторони PbBr_2 протяжність твердого розчину становить 15 мол. %, зі сторони PbI_2 – до 5 мол.%. Параметри

елементарної комірки для твердого розчину на основі PbBr_2 зростають з $a=0,80649(9)$, $b=0,47353(5)$, $c=0,9548(1)$ до $a=0,8156(2)$, $b=0,4763(1)$, $c=0,9640(2)$ нм.

Уточнено кристалічну структуру тернарної сполуки $\text{PbBr}_{1,2}\text{I}_{0,8}$ методом порошку. Вона кристалізується в орторомбічній сингонії з просторовою групою $Pnma$. Параметри елементарної комірки становлять $a=0,86332(5)$, $b=0,44236(3)$, $c=1,04508(7)$ нм.

Побудовано діаграму фазових рівноваг системи $\text{PbBr}_2\text{-PbI}_2$. Встановлено, що сполука $\text{PbBr}_{1,2}\text{I}_{0,8}$ утворюються конгруентно за температури 559 К і утворює евтектики з бінарними галогенідами. Координати евтектичних точок: 36 мол. % PbI_2 , 549 К; 49 мол. % PbI_2 , 544 К.

Список літератури:

1. Delgery I. Sels mixtes deserves des chlorure, bromure et iodure de plomb / I. Delgery // C. R. Hebd. Seances Acad. Sci. – 1946. – V. 222. – P. 886–888.
2. Hirsch H. Lead iodobromides / H. Hirsch // J. inorg. nucl. Chem. – 1978. – V. 40. – P. 1623–1625.
3. Brixner L. H. X-ray study of the $\text{PbCl}_{2-x}\text{I}_x$ and $\text{PbBr}_{2-x}\text{I}_x$ systems / L. H. Brixner, H. Y. Chen, C. M. Foris // Journal of Solid State Chemistry. – 1981. – V. 40. – P. 336–343.
4. Goodyear J. The crystal structures of some mixed halides of lead / J. Goodyear, S. A. D. Ali, W. J. Duffin // Acta Crystallogr. B. – 1969. – V. 25. – P. 796–800.

УДК 546.05.06.683.3'817'141

ОДЕРЖАННЯ ТА ВЛАСТИВОСТІ $\text{Tl}_3\text{PbBr}_{2,5}\text{I}_{2,5}$

**Левковець С. І.¹, Піскач Л. В.², Фочук П. М.³, Федорчук А. О.⁴, Мирончук Г. Л.⁵,
Парасюк О. В.⁶**

¹Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, аспірант, e-mail: ya.hhhggg@yandex.ua,

²Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.х.н.,

доцент кафедри неорганічної та фізичної хімії,

³Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, д.х.н., професор, завідувач кафедри неорганічної хімії твердого тіла та нанодисперсних матеріалів,

⁴Львівський національний університет ветеринарної медицини та біотехнологій імені С. З. Гжицького, д.х.н., професор біологічної та загальної хімії,

⁵Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.ф.-м.н., доцент кафедри експериментальної фізики та інформаційно-вимірювальних технологій,

⁶Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.х.н., декан хімічного факультету

Бінарні йодиди і броміди Талію та Плюмбуму, а також утворені ними тернарні сполуки є перспективними матеріалами для нелінійної оптики, як матеріали для детекторів іонізуючого випромінювання.

Метою роботи є побудова фазових рівноваг на перерізі $Tl_3PbBr_5-Tl_3PbI_5$ та одержання кристалів $Tl_3PbBr_{2,5}I_{2,5}$ і дослідження їх властивостей.

Для дослідження системи $Tl_3PbI_5-Tl_3PbBr_5$ синтезували 17 зразків в повному концентраційному інтервалі. Вихідними матеріалами для приготування сплавів служили попередньо отримані та очищені (метод спрямованої кристалізації та зонна плавка) бінарні броміди та йодиди. Максимальна температура синтезу становила 873 К.

Отримані сплави досліджували рентгенофазовим та диференційно-термічним методами аналізу. РФА проводився методом порошку на дифрактометрі ДРОН 4-13 (CuK_{α} -випромінювання, зйомка по точках, $10^{\circ} \leq 2\Theta \leq 80^{\circ}$, крок зйомки $0,05^{\circ}$, експозиція – 5с). Запис кривих ДТА проводився на дериватографі системи Paulik-Paulik-Erdey з використанням Pt/Pt-Rh термопари.

Побудована діаграма стану системи $Tl_3PbBr_5-Tl_3PbI_5$ є евтектичного типу (V тип за Розебомом). Додавання Tl_3PbI_5 призводить до стабілізації ВТМ- Tl_3PbBr_5 з утворенням великої області твердих розчинів, котра за температури 300 К становить $\sim 10-74$ мол. % Tl_3PbI_5 . Механізм їх утворення полягає у планомірній заміні атомів бром у його кристалографічних позиціях. В твердих розчинів спостерігається зростання періодів елементарних комірок. За даними РФА, протяжність твердих розчинів на основі НТМ- Tl_3PbBr_5 та Tl_3PbI_5 становить 0-4 мол. % та $\sim 80-100$ мол. % Tl_3PbI_5 відповідно.

Монокристал $Tl_3PbBr_{2,5}I_{2,5}$ отримали використовуючи метод Бріджмена-Стокбаргера. Температура верхньої зони становила 700 К, а нижньої – 570 К. Градієнт печі на фронті кристалізації становив $5 \text{ К}\cdot\text{см}^{-1}$. Одержаний монокристал $Tl_3PbBr_{2,5}I_{2,5}$ складався із значних монокристалічних блоків, мав оранжеве забарвлення.

Досліджено спектри поглинання кристалу $Tl_3PbBr_{2,5}I_{2,5}$ в діапазоні температур 100-300К і визначено ширину забороненої зони, становить 2,45 еВ і 2,36 еВ при 100 К та 300 К відповідно.

УДК 621. 315. 592

ВИВЧЕННЯ СПЕКТРАЛЬНОГО РОЗПОДІЛУ КОЕФІЦІЄНТА ПОГЛИНАННЯ В КРИСТАЛАХ $Tl_{1-x}In_{1-x}X_xSe_2$ (X-Zn, Cd, Hg) (x=0,02)

Махновець Г.В., Ільчук М.І., Денисюк М.І., Захарова В.В.

Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, e-mail: anjutka_mv@mail.ru

$TlInSe_2$ – ізоелектронні аналоги відомих напівпровідників групи $A^{III}B^{III}C_2^{VI}$. Вони є перспективними матеріалами для розробки на їх основі приймачів випромінювання для видимої,

ближньої-ІЧ та рентгенівської областей спектра, а також для сонячних елементів з високим ККД. Інтерес до цієї сполуки обумовлений також сильною анізотропією їх фізичних властивостей [1]. З огляду на це розширення класу саме шаруватих напівпровідників типу $A^{III}B^{III}C_2^{VI}$, в тому числі $TlInSe_2$, отримання досконалих монокристалів і подальше вивчення комплексу їх фізичних властивостей - актуальні завдання в галузі напівпровідникового матеріалознавства.

Метою роботи було дослідження впливу зміни складу легуючої домішки сполуки твердих розчинів систем $TlInSe_2-ZnSe_2$, $TlInSe_2-CdSe_2$, $TlInSe_2-HgSe_2$ на їх оптичні властивості, що дає важливу інформацію про природу та спектр енергетичних рівнів, локалізованих у забороненій зоні досліджуваних напівпровідників [2].

Результати досліджень: монокристали $Tl_{1-x}In_{1-x}X_xSe_2$ ($X-Zn, Cd, Hg$) ($x=0,02$), були вирощені методом Бріджмена-Стокбаргера. Для вивчення спектрів оптичного поглинання отриманих твердих розчинів зразки сколювалися від монокристалічного злитка і мали форму тонких пластинок. Слід сказати, що всі зазначені склади мали шарувату структуру, що дозволяло отримувати якісні однорідні зразки. $TlInSe_2$ плавиться конгруентно при температурі 1053 К і кристалізується в тетрагональній ґратці типу $TlSe$, просторова група симетрії $I4/mcm$. Усі бінарні селеніди – конгруентні сполуки з температурами плавлення 1520 (ZnSe), 1239 (CdSe), 1022 К (HgSe), можуть існувати в структурах сфалериту (ПГ $F-43m$ для ZnSe, CdSe, HgSe) чи вюрцити (ПР $P6_3mc$ для ZnSe, CdSe). Досліджено закономірності зміни оптичних спектрів поглинання світла в даних кристалах, оцінено ширину забороненої зони, параметр E_0 та розраховано термічний коефіцієнт зміни ширини забороненої зони (табл.1). Як видно з таблиці 1 – із збільшенням температури ширина забороненої зони збільшується у всіх сполуках, легованих Zn, Cd, Hg, крім того E_g збільшується із збільшенням атомного номера від Zn до Hg. Використовуючи склоподібну модифікацію правила Урбаха (1), ми визначили параметр E_0 , який пов'язаний з крутизною густини локалізованих станів в хвостах енергетичних зон.

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(\frac{\hbar\nu}{E_0} + \frac{T}{T_0}\right) \quad (1)$$

Таблиця 1

Зразок	T, К	E_g , eV	E_0 , eV	dE_g/dT , eV / K, 10^{-4}
$Tl_{1-x}In_{1-x}Zn_xSe_2$	100	1.36	0.1	2.5
	150	1.37	0.1	
	200	1.39	0.099	
	250	1.40	0.093	
	300	1.41	0.093	
$Tl_{1-x}In_{1-x}Cd_xSe_2$	100	1.37	0.19	3.3
	150	1.38	0.18	
	200	1.40	0.16	
	250	1.42	0.16	
$Tl_{1-x}In_{1-x}Hg_xSe_2$	100	1.46	0.15	2
	150	1.47	0.14	
	200	1.48	0.14	
	250	1.49	0.13	
	300	1.5	0.12	

Отже, в даній роботі досліджено вплив зміни складу сполуки системи $Tl_{1-x}In_{1-x}X_xSe_2$ ($X=Zn, Cd, Hg$) ($x=0.02$) на спектральний розподіл коефіцієнта поглинання в діапазоні температур 100-300К та встановлено, що із збільшенням температури та із збільшенням порядкового номера хімічного елемента ширина забороненої зони збільшується у сполуках $Tl_{1-x}In_{1-x}X_xSe_2$ ($x=0.02$), легованих Zn, Cd, Hg. Аналіз краю поглинання дає можливість стверджувати, що він добре описується правилом Урбаха. Крім того, апроксимація кривих поглинання показує, що вони не перетинаються, з цього факту слідує те, що за розмиття краю відповідає статичний безлад у даних кристалах.

Список літератури:

1. Оптичні властивості кристалів $Tl_{1-x}In_{1-x}Sn_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5$) / І. Кітик, Г. Мирончук, О. Парасюк, С. Данильчук, В. Божко, О. Замуруєва // Наук. вісн. Східноєвроп. нац. ун-ту ім. Лесі Українки. Сер. Фіз. науки. – 2013. – № 2(251). – С. 3–10.

2. Structural and Optical Features of Novel $Tl_{1-x}In_{1-x}Ge_xSe_2$ Chalcogenide Crystals / O. V. Zamurueva, G. L. Myronchuk, G. Lakshminarayana, O. V. Parasyuk, L. V. Piskach, A. O. Fedorchuk, N. S. AlZayed, A. M. El-Naggar, I. V. Kityk // Opt. Mater. – 2014. – Vol. 37. – P. 614–620.

УДК 621. 315. 592

ДОСЛІДЖЕННЯ ОПТИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ МОНОКРИСТАЛІВ

$Tl_{1-x}Ga_{1-x}Sn_xSe_2$ ($x=0,05; 0,1$)

Махновець Г. В., Турчук С.В.

Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, e-mail: anjutka_mv@mail.ru

Актуальність дослідження полягає в тому, що кристали групи $A^{III}B^{III}C_2^{VI}$ ($A - Tl; B - In, Ga; C - S, Se, Te$) є перспективними матеріалами, для практичного застосування в різних пристроях сучасної електротехніки. Трьохкомпонентні сполуки даного типу є анізотропними кристалами з шаруватою структурою [1].

Метою дослідження було дослідити вплив зміни складу сполуки твердих розчинів системи $TlGaSe_2-SnSe_2$ на їх оптичні властивості, що дає важливу інформацію про природу та спектр енергетичних рівнів, локалізованих у забороненій зоні досліджуваних напівпровідників та про їх зонну структуру. Для вивчення спектрів оптичного поглинання отриманих твердих розчинів зразки сколювалися від монокристалічного злитка і мали форму тонких пластинок. Досліджено закономірності зміни оптичних спектрів поглинання світла в кристалах твердих розчинів $Tl_{1-x}Ga_{1-x}Sn_xSe_2$ ($x=0,05; 0,1$), оцінено ширину забороненої зони (E_g) та розраховано термічний коефіцієнт зміни ширини забороненої зони в діапазоні температур 100-300К. (табл..1)

Таблиця 1. Оцінка ширини забороненої зони

Зразок	T, K	E_g , eV	dE_g/dT , eV / K, 10^{-4}
95% TlGaSe ₂ -5% SnSe ₂	100	1.92	- 3.0
	300	1.86	
90% TlGaSe ₂ -10% SnSe ₂	100	1.91	- 4.0
	300	1.83	

В результаті встановили, що зі збільшенням температури та із збільшенням вмісту SnSe ширина забороненої зони зменшується. За результатами досліджень, ми маємо можливість стверджувати, що аналіз краю поглинання добре описується правилом Урбаха. Крім того, з апроксимації кривих поглинання ми спостерігаємо, що вони сходяться в одній точці, енергетичне положення якої 2.14 eV для $x=0,1$ і 2.16 eV для $x=0,05$ відповідно.

Список літератури:

1. Оптичні властивості кристалів $Tl_{1-x}In_xSn_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5$) / І. Кітик, Г. Мирончук, О. Парасюк, С. Данильчук, В. Божко, О. Замуруєва // Наук. вісн. Східноєвроп. нац. ун-ту ім. Лесі Українки. Сер. Фіз. науки. – 2013. – № 2(251). – С. 3–10.

ВИРОЩУВАННЯ ТА ВЛАСТИВОСТІ КРИСТАЛІВ $AgGaGeS_4$

Парасюк О.В.¹, Юрченко О.М.², Влох Р.О.³, Козер В.Р.⁴, Кльоц О.М.⁵

¹Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, декан, к.х.н., доц.,

²Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.ф-м.н, доц.,

³Інститут фізичної оптики імені О.Г. Влоха, директор інституту, д.ф-м.н., проф.,

⁴Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, наук.співроб., к.х.н.,

⁵Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, студент

Висока променева стійкість, відсутністю піків поглинання на довжинах хвиль твердотілих лазерів, значне двопронезаломлення монокристалів $AgGaGeS_4$ дозволяє використовувати їх для створення параметричних перетворювачів частоти (параметричні генератори світла з накачкою твердотільними лазерами, апконвектори випромінювання CO_2 -лазерів у видимий діапазон, подвоювачі частоти) [1].

Вирощуванню монокристалів $AgGaGeS_4$ присвячена достатньо велика кількість робіт [2-7]. Як показано у роботі [8] сплави системи $Ag_2S-Ga_2S_3-GeS_2$ утворюють широку область існування склоподібної області, що ускладнює їх отримання. Нами був використаний порційний синтез невеликих кількостей речовини (по 2-3 г). Для цього розраховані кількості високочистих речовин (99.999 ваг.%) поміщали в кварцові ампули, які вакуумували та запаювали, синтез проводили гомогенізацією розплаву при 1270 К шляхом 48 годинного обертання ампули із шихтою у ротаційній печі. Після охолодження до кімнатної температури ампули розгерметизували,

розтирали до порошкоподібного стану та пересипали у ростову ампулу, яку попередньо графітували піролізом ацетону. Температура зони росту становила 1250 К, зони відпалу 870 К. Градієнт температур на фронті кристалізації становив 18 К/мм. Одержана монокристалічна буля мала в діаметрі 14 мм і була довжиною 40 мм.

Монокристали AgGaGeS_4 прозорі в спектральному діапазоні 450-1350 нм, володіють малим коефіцієнтом поглинання ($<0.05 \text{ см}^{-1}$), ширина забороненої зони становить 2.65 еВ. Спектр випромінювання монокристала AgGaGeS_4 у випадку збудження випромінюванням N_2 -лазера ($\lambda=331 \text{ нм}$) при 85 К представлений широкою несиметричною неелементарною смугою в області 470-975 нм з максимумом при 730 нм. Люмінесценція гаситься при нагріванні зразка: при підвищенні температури до кімнатної інтенсивність свічення зменшується приблизно в 5-6 разів. При 295 К ширина смуги випромінювання зменшується і лежить в межах 540-875 нм, максимум зміщується в короткохвильову область і спостерігається при 700 нм.

Кристали AgGaGeS_4 чутливі до рентгенівського опромінення. З підвищенням температури ефективність РЛ зменшується, і в області температур 80-190 К добре описується лінійною залежністю $I = I_{\text{max}} (1 - 6.65 \times 10^{-4} T)$, а в області 190-500 К експоненційною залежністю $I = 3034 I_{\text{max}}^{-0.1 T}$. Дослідження термостимульованої люмінесценції показали, що зразки характеризуються досить слабким запасанням світлосуми.

Список літератури:

1. Ю.М. Андреев, Л.Г. Гейко, П.П. Гейко, В.В. Бадиков, С.В. Гречин, Прикл. физика. 2 (2002) 102-108.
2. V. Petrov, Opt. Mater. 26 (2004) 217-222.
3. O.M. Yurchenko, I.D. Olekseyuk, O.V. Parasyuk, V.Z. Pankevich, J. Cryst. Growth 275 (2005) e1983-e1985.
4. P.G. Schunemann, K.T. Zawilski, T.M. Pollak, J. Cryst. Growth 287 (2006) 248-251.
5. V Petrov, V Badikov, G Shevyrdaeva, V Panyutin, V Chizhikov, Optical Materials, 26 (2004) 217-222.
6. H. Wu, Y. Ni, Ch. Lin, M. Mao, G. Cheng, Zh. Wang, Front. Optoelectron. China, 4 (2011) 137-140.
7. Y. Ni, H. Wu, Zh. Wang, M. Mao, G. Cheng, H. Fei, J. Cryst. Growth, 311 (2009) 1404-1406.
8. N. Chbani, A.M. Loireau-Lozac'h, J. Rivet, J. Dugué, J. Solid State Chem. 117 (1995) 189-200.

РІСТ КРИСТАЛІВ $\text{AgCd}_2\text{GaS}_4$ ТА ЇХ ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ

Парасюк О.В.¹, Юрченко О.М.², Панкевич В.З.³, Мирончук Г.Л.⁴, Влох Р.О.⁵, Козер В.Р.⁶,
Нигматулліна О.С.⁷

¹Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, декан, к.х.н., доц.,

²Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.ф.-м.н., доц.,

³Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, м. Луцьк, к.ф.-м.н.,

⁴Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, к.ф.-м.н.,

⁵Інститут фізичної оптики імені О.Г. Влоха, директор інституту, д.ф.-м.н., проф.,

⁶Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, наук.співроб., к.х.н.,

⁷Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки, студент

При дослідженні фазової діаграми системи $\text{AgGaS}_2\text{-CdS}$ [1] встановлено нову тетрарну фазу $\text{AgCd}_2\text{GaS}_4$, яка плавиться інконгруентно при 1284 К, ПГ $Pmn2_1$. Область гомогенності $\text{AgCd}_2\text{GaS}_4$ знаходиться в діапазоні концентрацій 64-79 мол.% CdS.

Для одержання монокристалів $\text{AgCd}_2\text{GaS}_4$ використовувались горизонтальний та вертикальний варіанти методу Бріджмена-Стокбаргера. Вихідний склад шихти вибирався із поля первинної кристалізації тетрарної сполуки і складав 60-64 мол.% CdS. Попередньо одержаний сплав, який синтезувався з високочистих елементів розтирали до порошкоподібного стану та засипали в попередньо підготовлений кварцовий контейнер із конусоподібним дном. Для запобігання взаємодії розплаву із матеріалом контейнера проводили його графітизацію піролізом ацетону. При використанні вертикального варіанту методу Бріджмена-Стокбаргера температура верхньої зони складала 1350 К, нижньої – 1020 К, температурний градієнт печі на фронті кристалізації – 18-25 К/см, швидкість росту 2-5 мм/добу. Отримані були складалася з двох частин: нижня – монокристал тетрарної сполуки, а верхня – це закристалізована евтектика $\text{AgGaS}_2+\text{AgCd}_2\text{GaS}_4$. У найбільш вдалих експериментах довжина отриманих монокристалічних буль становили до 40 мм (діаметр до 9 мм).

Горизонтальним варіантом одержання кристалів $\text{AgCd}_2\text{GaS}_4$, який реалізований на промисловій установці для вирощування монокристалів DN-12. Контейнер із підготовленою шихтою розміщували у нахилений під кутом 12° печі. Після гомогенізації розплаву починали переміщення контейнеру по горизонталі зі швидкістю 2 см/добу. Температура зони росту становила 1420 К. Температурний градієнт на фронті кристалізації становив 24 К/см. Після досягнення ізотермічної зони при 870 К кристали відпалювали упродовж 250 год, і потім охолоджували до кімнатної температури зі швидкістю 100 К/добу. В результаті отримували монокристали або монокристалічні блоки із розмірами (15x8x8), придатними для фізичних досліджень.

Кількісний та якісний EDAX аналіз монокристалів був проведений на скануючому електронному мікроскопі Philips 515-PV9800. Для аналізу із були вибиралися монокристали із трьох різних частин були – із початку конуса (зраз.1), точно із середини (зраз.2) та із частини, що безпосередньо контактувала із евтектикою (зраз.3). Відхилення від стехіометрії спостерігається вздовж кристала $\text{AgCd}_2\text{GaS}_4$, що є закономірним для подібних систем. В свою чергу воно веде до виникнення хвостів щільності електронних станів в забороненій зоні [2, 3]. Дослідження частотної залежності коефіцієнта поглинання світла у досліджуваних зразках показало, що в області вікон пропускання світла $h\nu < 1,8$ еВ коефіцієнт поглинання має близькі значення $\alpha \approx 7 - 10 \text{ см}^{-1}$ у різних зразках, що обумовлене розсіюванням і поглинанням світла різними дефектними комплексами і іншими структурними пошкодженнями кристалічної ґратки. Нижче області сильного поглинання залежність $\alpha(h\nu)$ є експоненційна.

Ширина забороненої зони, оцінена при 293 К за положенням краю смуги власного поглинання для $\alpha=400 \text{ см}^{-1}$ становить 2,18 еВ; 2,22 еВ; 2,28 еВ для зразків 1, 2, 3 відповідно. Збільшення ширини забороненої зони в досліджуваних зразках обумовлена розподілом хімічних компонент монокристала $\text{AgCd}_2\text{GaS}_4$.

Список літератури:

- 1.S.I. Chykhrij, O.V. Parasyuk, V.O. Halka, J. Alloys Comp. - 2000. - V.312/1-2. – P. 189-195.
- 2.Электронная теория неупорядоченных полупроводников / [В. Л. Бонч-Бруевич, И. П. Звягин, Р. Кайпер и др.] – М. : Наука, 1981. – 672 с.
- 3.Мотт Н. Электронные процессы в некристаллических веществах / Н. Мотт, Е. Девис; [пер. с англ. Б. Т. Коломийца]. – М. : Мир, 1974. – 472 с.

УДК 535.682.1:681.7.031

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗМІНИ ШИРИНИ ЗАБОРОНЕНОЇ ЗОНИ СТЕКОЛ СИСТЕМИ $\text{Tl}_2\text{S-GeS}_2\text{-Ga}_2\text{S}_3$

Приведенець О.О.¹, Марчук Б.С.², Замуруєва О.В.

Східноєвропейський Національний Університет імені Лесі Українки,

e-mail¹: priv.alex@mail.ru, e-mail²: marchuk14@yandex.ru

Положення і форма краю фундаментального поглинання є одним із основних чинників, що визначають оптичні, фотоелектричні та радіаційні властивості склоподібних сплавів. Тому нами вивчалися спектри оптичного поглинання стекол досліджуваної системи (табл. 1) в області $h\nu \approx 1.0-2.6$ еВ.

Таблиця 1. Компонентний вміст системи $Tl_2S-GeS_2-Ga_2S_3$

	х мол. % Tl_2S	х мол. % GeS_2	х мол. % Ga_2S_3
Зразок 1	7,5	90	2,5
Зразок 2	5	90	5
Зразок 3	2,5	90	7,5
Зразок 4	15	80	5
Зразок 5	10	80	10
Зразок 6	5	80	15
Зразок 7	6,5	75	18,5
Зразок 8	22,5	70	7,5
Зразок 9	7,5	70	22,5
Зразок 10	30	60	10
Зразок 11	37,5	50	12,5
Зразок 12	46	40	15

Оптичні вимірювання проводились за допомогою монохроматора МДР – 208. При цьому виготовлялись плоско-паралельні зразки товщиною ~ 0.1 мм з відполірованими поверхнями оптичної якості.

На рис. 1 представлені типові спектральні залежності коефіцієнтів поглинання склоподібних сплавів $Tl_2S-GeS_2-Ga_2S_3$ з різним кількісним співвідношенням Tl_2S , GeS_2 і Ga_2S_3 при кімнатній температурі.

За даними спектрального розподілу коефіцієнта поглинання в області краю поглинання оцінено ширину енергетичної щілини E_g . В табл. 2 подано залежність E_g від компонентного складу склоподібних сплавів.

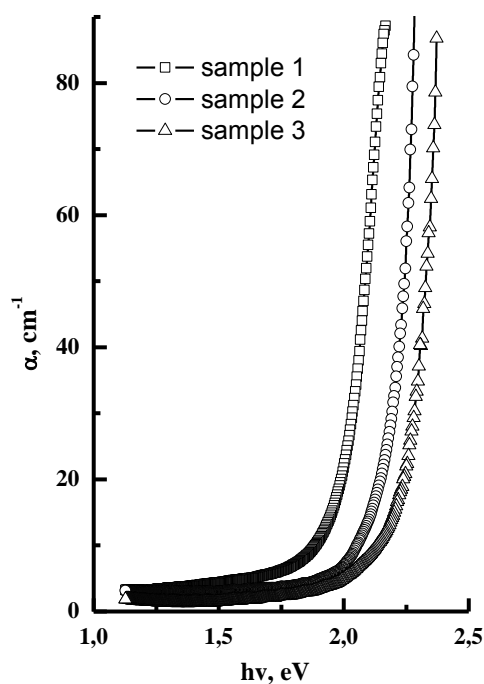


Рис. 1 Спектральний розподіл коефіцієнта поглинання

Таблиця 2. Ширина енергетичної щілини склоподібних сплавів

	Зразок 1	Зразок 2	Зразок 3	Зразок 4	Зразок 5	Зразок 6	Зразок 7	Зразок 8	Зразок 9	Зразок 10	Зразок 11	Зразок 12
E _g , eV	2,17	2,28	2,37	2,21	2,29	2,37	2,39	2,26	2,25	2,22	2,15	2,06

Зміна ширини забороненої зони при зміні концентрації модифікатора, на нашу думку пов'язано з деформацією склоутворюючої матриці, що веде до деформації склоподібної матриці сплаву. Дане твердження добре узгоджується з висновками зробленими в роботі [1].

Список літератури:

1. Photothermal poling of glass complexes Ag₂S–Ga₂S₃–P₂S₅ / O.V. Parasyuk, A.H. Reshak, T.L. Klymuk, Mazurets I.I., Zamuruyeva O.V., Myronchuk G.L., J. Owsik // Optics Communications Available online 22 May 2013.

УДК 666.233

ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ ВИРОЩУВАННЯ НА ДЕФЕКТНОДОМІШКОВИЙ СКЛАД МОНОКРИСТАЛІВ АЛМАЗУ В РОЗЧИННИКУ Fe-Co-Zr(Ti)-C

Савіцький О.В.¹, Лисаковський В.В.²

¹Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», студент 6-го курсу,
e-mail: savitskiy91@gmail.com,

²Інститут надтвердих матеріалів ім. В.М. Бакуля, к.т.н., старший науковий співробітник

Вирощування монокристалів алмазу із високою структурною досконалістю є необхідним для сучасної та майбутньої науки та техніки. Такі кристали починають широко застосовуватись в якості теплостоків інтегральних схем, напівпровідникових елементів квантових комп'ютерів, детекторів ядерних перетворювань.[1] Алмази, що одержують шляхом вирощування в умовах високих тисків та температур, мають суттєву перевагу над природними з точки зору постійності свого дефектно-домішкового складу.

Одним із найпоширеніших способів одержання монокристалів алмазу є метод температурного градієнту із застосуванням високих тисків та температур.[2] Особливістю даного методу є можливість контролювати вміст домішок в отримуваних кристалах, так як дефектно-домішковий склад визначає тип алмазу та його властивості. Значний вплив на формування того чи іншого типу

алмазу у процесі вирощування складають температура та її розподіл у ростовій комірці. В таблиці 1 приведено залежність вмісту азоту від умов вирощування.

Таблиця 1. Вплив температури вирощування на вміст азоту в монокристалах алмазу

Номер досліджу	Розчинник	Тиск, ГПа	Температура, ° С	Тип алмазу	Вміст азоту, ppm
1	Fe-Co+Ti _{2,7%}	5,5	1380-1560	Ib+Ib	18-21
2	Fe-Co+Zr _{1,25%}	6,1	1420-1600	Ib+Ib	18-21
3	Fe-Co+Ti _{3,6%}	5,5	1480-1560	Pa	<5
4	Fe-Co+Zr _{3,6%}	6,1	1420-1600	Pa	<5
5	Fe-Co+Zr _{3,6%}	6,1	1600-1680	Ib	15-30
6	Fe-Co+Ti _{4,4%}	5,5	1380-1560	Pa	<5
7	Fe-Co+Zr _{2,55%}	6,1	1600-1680	Ib	15-30
8	Fe-Co+Zr _{2,55%}	6,1	1420-1600	Pa	<5

Характерною особливістю одержання монокристалів алмазу на основі сплаву-розчинника Fe-Co-Zr(Ti) є те, що при збільшенні температурного діапазону зростає вміст домішок азоту у вигляді різноманітних дефектів (таблиця 2). Дане явище можливо пояснити тим, що при збільшенні температури зростає кінетична енергія атомів азоту та їх рухливість на фронті кристалізації.

Зростання домішок азоту у кристалічній ґратці призводить до зміни типу алмазу за схемою Pa → Ib[3], в результаті чого змінюється забарвлення вирощуваних кристалів кристалів.

Таблиця 2. Типи дефектів у кристалічній ґратці алмазу

Тип дефекту	Опис дефекту	Колір кристалу
Центр N3	Пара атомів азоту і дефект решітки – вакансія	жовтий
Центр N2	Негативно заряджений центр N3	Жовто – зелений
Центр N4	Дві пари атомів азоту і два дефекту решітки – вакансії	Жовтий
Центр N-V	Ізольований атом азоту і дефект решітки – вакансія	Рожевий або пурпурний
Центр GR1	Дефекти решітки – вакансія (V0)	Зелений
Центр C	Ізольований азотний атом заміщення	Жовтий
Центр N3	Три атоми азоту і дефект решітки – вакансія	Світло жовтий

Висновки

- Вміст азоту в монокристалах алмазу залежить, в першу чергу, від умов вирощування, зокрема від температури.
- Зміна температури вирощування дозволяє отримувати кристали різних типів та кількістю азоту в кристалах при використанні одного і того ж сплаву-розчинника.
- Тип алмазу та забарвлення визначаються дефектно-домішковим складом.

Список літератури:

1. Синтетичні алмази нанотехнологічного призначення / О. Г. Лисенко // 2013. [Електронний ресурс] Режим доступу: www1.nas.gov.ua/programs/nano2b/Pages/lysenko.aspx
2. Пат. 70965 Україна, МПК C01B 31/06 (2006/01). Спосіб вирощування монокристалів алмазу на затравці / Чепугов О. П., Івахненко С. О., Білоусов І. С.; заявл. 05.01.2012; опубл. 25.06.2012, Бюл. № 12
3. Закономірності кристалізації алмазу на затравці в розчин-розплавних системах Fe-Co-Ti(Zr)-C : автореф. дис. На здобуття наук. ступеня канд. тех. Наук : спец. 05.02.01 "Матеріалознавство" / В. В. Лисаковський. - Київ, 2008. - 21 с.

ФАЗОУТВОРЕННЯ У КВАЗІПОТРІЙНІЙ СИСТЕМІ $Tl_2Se-In_2Se_3-P_2Se_4$

Товт В.О.¹, Барчій І.Є.¹, Федорчук А.О.², П'ясецькі М.³, Соломон А.М.⁴

¹ДВНЗ «УжНУ», кафедра неорганічної хімії, e-mail: valeriya_tovt@ukr.net,

²Львівський національний університет ветеринарної медицини і біотехнології,

³Institute of Physics, J.Dlugosz University Czestochowa

⁴Інститут електронної фізики НАН України

Вивчення сполук типу $M_2P_2X_6$ в останні роки стимулюється завдяки їх конкурентоспроможності при виготовленні функціональних матеріалів, які володіють рядом перспективних властивостей – сегнетоелектричних, п'єзоелектричних, електрооптичних, термоелектричних. Також, завдяки своїй кристалічній структурі вони проявляють анізотропію фізичних властивостей. З метою розширення кола сполук та покращення їх властивостей у складі сполук $M_2P_2X_6$, іони металу M^{2+} , які формує катіонну підгратку структури сполук, заміщують на чотири іони M^{1+} , два різнойменні іони $M1^{2+}$ та $M2^{2+}$, а також $M1^{1+}$ та $M2^{3+}$. З огляду на це дослідження фізико-хімічної взаємодії у системі $Tl_2Se-In_2Se_3-P_2Se_4$, в якій утворюється проміжна тетрарна сполука $TlInP_2Se_6$, вивчення фазових рівноваг вздовж ізотермічних перерізів з метою встановлення границь існування твердих розчинів на основі бінарних, тернарних сполук, тетрарної фази та встановлення механізмів їх формування, зміни типу хімічного зв'язку, розробка технологічних режимів та одержання монокристалічних взірців для подальшого вивчення електричних та оптичних властивостей є актуальним як з теоретичного точки зору, так і практичного застосування.

Квазіпотрійну систему $Tl_2Se-In_2Se_3-P_2Se_4$ формують квазіподвійні системи $Tl_2Se-In_2Se_3$, $Tl_2Se-P_2Se_4$, $In_2Se_3-P_2Se_4$. Система $Tl_2Se-In_2Se_3$ характеризується утворенням двох проміжних тернарних сполук $TlInSe_2$ – плавиться конгруентно при 1023 К та $TlIn_5Se_8$ – утворюється за перитектичної реакцією при 1029 К ($L+In_2Se_3 \leftrightarrow TlIn_5Se_8$) [1]. В системі $Tl_2Se-P_2Se_4$ при співвідношенні взаємодіючих компонентів 2 до 1 утворюється проміжна тернарна сполука $Tl_4P_2Se_6$ з конгруентним характером плавлення при 758 К [2]. Система $In_2Se_3-P_2Se_4$ характеризується утворенням тернарної сполуки $In_4(P_2Se_6)_3$ за при 880 К [3]. Тернарні сполуки $Tl_4P_2Se_6$ та $In_4(P_2Se_6)_3$ зазнають поліморфного перетворення при 593 К та 703 К відповідно. У квазіпотрійній системі $Tl_2Se-In_2Se_3-P_2Se_4$ на перетині перерізів $Tl_4P_2Se_6-In_4(P_2Se_6)_3$ та $TlInSe_2-P_2Se_4$ утворюється тетрарна сполука $TlInP_2Se_6$ (температура конгруентного плавлення 794 К). квазіпотрійній системі $Tl_2Se-In_2Se_3-P_2Se_4$.

У багаторівневій структурі сполук $M_2P_2X_6$ (похідні від структури $Sn_2P_2S_6$) катіон металу та P-P пара займають октаедричні пустоти між площинами атомів селену [4]. Заміна катіону металу на два інші катіони металів призводить до деформації структури, і відповідно, до зміни властивостей. Значна різниця в геометричних розмірах атомів аніонів та атомів катіонів у структурах сполук $Me^I Me^{III} P_2 X_6$ дає змогу прослідкувати роль розмірного фактора катіона на місце розташування (положення) атомів катіонів. Кристалографічний аналіз окремих сполук показав, що атоми малих катіонів знаходяться на площині перпендикулярній до основної осі другого координаційного оточення (ДКО).

Таблиця. Кристалохімічні параметри проміжних сполук, які утворюються у квазіпотрійній системі $Tl_2Se-In_2Se_3-P_2Se_4$

Сполука	Пр. гр.	Параметри кристалічної ґратки, Å
$TlInSe_2$	$I4/mcm$ (140)	$a = 8.064, c = 6.833$
$Tl_4P_2Se_6$	$P12_1/c1$ (14)	$a = 12.216, b = 9.038, c = 12.300, \beta = 98.9^\circ$
$In_4(P_2Se_6)_3$	$R3h$ (146)	$a = 6.362(3), c = 19.929(6)$
$TlInP_2Se_6$	$P-1$ (2)	$a = 6.4310, b = 7.5002, c = 12.124, \alpha = 100.553, \beta = 93.735, \gamma = 113.451^\circ$

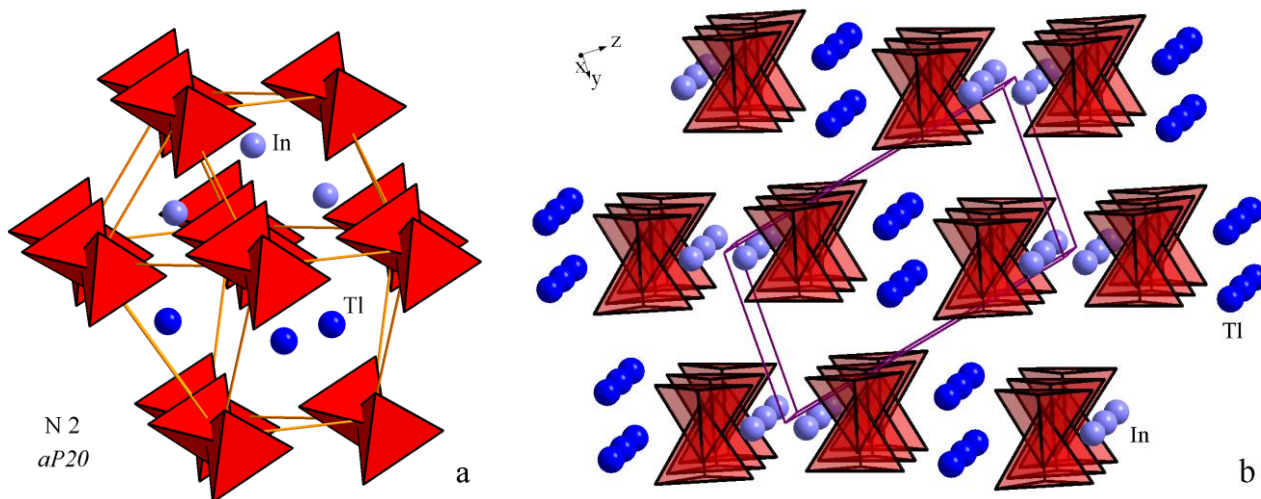


Рис. Друге і найближче координаційне оточення (а) та просторове розташування поліедрів $[P_2Se_6]^{4-}$ (b) в структурі сполуки $TlInP_2Se_6$

Результати кристалографічних даних виявили особливості структурних типів сполук $Me^I Me^{III} P_2 X_6$ – атоми катіонів металів, знаходячись у великих пустотах поміж атомів аніонних груп, мають асиметричне оточення. Таке положення атомів катіонів буде зумовлювати наявність цікавих фізичних властивостей в матеріалах на основі вказаних сполук.

Список літератури:

1. Mucha I. Phase diagram for the quasi-binary thallium(I) selenide–indium(III) selenide system // *Thermochim. Acta* (2012) 550, 1–4.
2. Поторій М.В. Взаємодія в системах Cu ($Ag, Zn, Cd, In, Tl, Sn, Pb, Sb, Bi$)– $P-S(Se)$ // Автореферат дисертації на здобуття наукового ступеня доктора хімічних наук за спеціальністю 02.00.01-неорганічна хімія. Львів, 1994, -49 с.

3.Voroshilov Y.V., Gebesh V.Y., Potorii M.V. Phase equilibria in the system In-P-Se and crystal structure of β - $\text{In}_4(\text{P}_2\text{Se}_6)_3$ // Inorg. Mater. (1991) 27, 2141-2144.

4.McGuire M.A., Reynolds T.K., DiSalvo F.J. Exploring Thallium Compounds as Thermoelectric Materials: Seventeen New Thallium Chalcogenides // Chem. Mater. (2005) 17, 2875-2884.

УДК 548

МОРФОЛОГІЧНІ ОСОБЛИВОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ $\text{PbI}_2:\text{Zr}$

Фурс Т.В.¹, Свиридчук Г.Ю.²

¹Луцький національний технічний університет, доцент, к.т.н., e-mail: t.furs@ukr.net,

²Луцький національний технічний університет, студент, e-mail: sunny.sviridyuk@gmail.com

Дийодид свинцю (PbI_2) належить до класу твердотільних напівпровідникових матеріалів і володіє набором специфічних фізичних параметрів, завдяки яким уже декілька десятиліть привертає увагу науковців у напрямку фундаментальних досліджень як в науковому, так і в прикладному аспектах [1-4]. Одним із найважливіших завдань для успішного використання напівпровідникового матеріалу у техніці є одержання сировини високого ступеня чистоти і вирощування структурно досконалих кристалів. Адже електропровідність, опір і чутливість матеріалу до випромінювання значною мірою залежать від чистоти та структурної однорідності матеріалу. Морфологія кристалів визначається насамперед умовами росту: температурою, домішками, перенасиченням, порушенням стехіометрії. Зазвичай, за оптимальних умов росту відбувається ріст монокристалів PbI_2 у вигляді пластинок і стрічок (газо-парова фаза), монокристалічних зливків (розплавні методи).

Питання ефективної технології одержання монокристалів PbI_2 та оптимізації їх властивостей є актуальним на даний час. З метою забезпечення однорідності розподілу мікродфектів і домішок в об'ємі монокристалу було здійснено контрольоване введення легуючої домішки Zr (0,1 ат. %) у кристалічну ґратку дийодиду свинцю [5]. Вирощування монокристалів $\text{PbI}_2:\text{Zr}$ проводили у вертикальній двосекційній ростовій установці (печі) згідно розплавного методу Бріджмена-Стокбаргера [6]. У якості вихідних матеріалів використовувався високочистий свинець номінальної чистоти 99,9998 %, що відповідав марці С0000, та йод марки номінальної чистоти 99,99998 % кваліфікації ОСЧ-17-5.

Легування PbI_2 домішками перехідних металів, одним з яких є цирконій, частково забезпечує "добудову" їх концентрації до концентрації вихідних (забруднюючих) домішок. Так, введення домішки Zr сприяє повному видаленню з розплаву дийодиду свинцю забруднюючих домішок кисню і азоту, завдяки чому розплав стає більш однорідним і майже не містить пустотілих включень. Встановлено також, що із збільшенням концентрації Zr забарвлення одержаних монокристалів поступово змінюється від жовто-гарячого до бордового.

Дослідження морфології поверхні сколених зразків $\text{PbI}_2:\text{Zr}$, проведені за допомогою цифрового оптичного 3D мікроскопа "Тор Еуе", вказують на наступні відмінності у порівнянні із

нелегованим PbI_2 : візуальні зміни у забарвленні кристалу; нерівномірний розподіл легуючого компонента по поверхні кристалу; шарувата структура виражена менш чітко (рис. 1). Остання особливість неявно свідчить про деяке підвищення мікротвердості зразків $PbI_2:Zr$ порівняно із зразками PbI_2 .

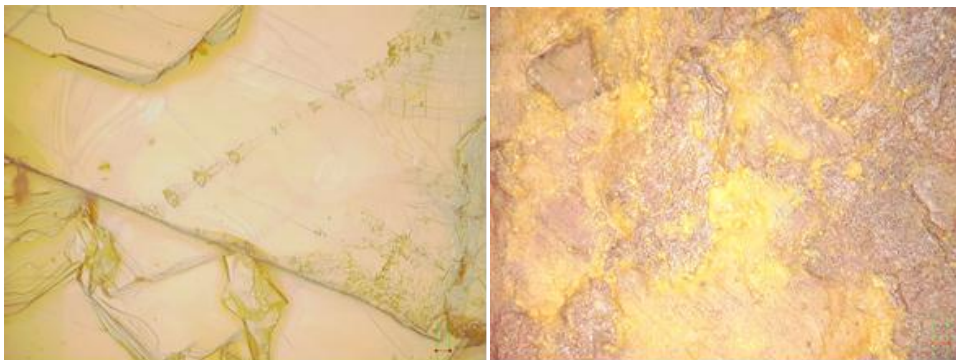


Рисунок 1. Планарний вигляд поверхні сколених зразків PbI_2 (а) і $PbI_2:Zr$ (б), $\times 700$

Так, з використанням растрового електронного мікроскопа-мікроаналізатора (РЭММА-102-02) виявлено включення Zr по поверхні сколених зразків монокристалів $PbI_2:Zr$ розміром до $1\mu m$. Встановлено, що атоми Zr розміщуються у міжшаровому просторі дийодиду свинцю, утворюючи самостійну фазу, і таким чином завдяки "зшиваючій" дії підвищують мікротвердість поверхні, що паралельна кристалографічній осі c (поперек шарів), орієнтовно на 11 %.

Профілограми поверхні, отримані за допомогою функціональних можливостей 3D оптичного мікроскопа "Top Eye", дозволили оцінити стан рельєфу зразків PbI_2 і $PbI_2:Zr$. Аналіз і розрахунки показали, що середньо арифметичне відхилення профілю поверхні зразків PbI_2 при легуванні цирконієм зменшується у середньому від $0,81\mu m$ до $0,7\mu m$, тобто на 14 %. Результат поверхневих змін може бути ознакою покращення контактних і механічних властивостей монокристалів PbI_2 після легування цирконієм.

Аналіз морфологічних досліджень вказує на зменшення нерівності рельєфу поверхні і підвищення мікротвердості зразків $PbI_2:Zr$ порівняно із зразками PbI_2 . Отримані результати є актуальним у напрямку одержання якісного напівпровідникового матеріалу, що володіє необхідними властивостями для практичного використання у техніці.

Список літератури:

1. Bhavsar D.S. Studies on growth parameters of Lead Iodide crystals by Surface topography grown gel technique // Archives of Physics Research, 2011, 2, (2): 50-54.
2. Ugucioni I. Growth of lead iodide crystals / I. Ugucioni, M. Ferreira, F. Fajardo, M. Mulato // Brazilian J. of physics. – 2006. – V. 36. – № 2A. – P. 197-201.
3. Hui S. Electrical and Y-ray energy spectrum response properties of PbI_2 crystal grown by physical vapor transport / S. Hui, Z. Xinghua, Y. Dingyu, H. Zhiyu, Z. Shifu, Z. Beijun // Journal of semiconductors. – 2012. – V. 33, № 5/ 053002.
4. Matuchova M. Synthesis of PbI_2 with admixture of rare earth elements: Electrical and optical properties. / M. Matuchova, K. Zdansky, J. Zavadil // Physica status solidi (c) vol. 4 issue 4 April 2007. – P. 1532-1535.
5. Гасьмаєв В.К. Одержання монокристалів дийодиду свинцю, легуваних перехідними металами / В.К. Гасьмаєв, О.З. Калуш // Тези доповідей 1-ої Української наукової конференції з фізики напівпровідників УНКФ – 1. – Одеса: Астропринт, 2002. – С. 255.
6. Федосов А.В. Вирощування кристалів дийодиду свинцю із розплаву / А.В. Федосов, О.З. Калуш, Т.В. Філюк // Наукові нотатки. Міжвузівський збірник. – Луцьк: ЛДТУ, 2002. – Вип. 11, Ч. 2. – С. 88-97.



Міжнародну інтернет-конференцію молодих учених та студентів «АКТУАЛЬНІ ПРОБЛЕМИ ФУНДАМЕНТАЛЬНИХ І ПРИКЛАДНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ» було проведено на базі платформи проекту «INFORUM.IN.UA» - порталу наукових онлайн інтернет конференцій.

ЗАПРОШУЄМО НАУКОВІ ТА ОСВІТНІ УСТАНОВИ ДО СПІВПРАЦІ.

Проект INFORUM.IN.UA покликаний популяризувати та робити більш доступними наукові здобутки студентів, аспірантів та провідних вчених як з України, так і з-за кордону. INFORUM.IN.UA – це інтернет-портал, на якому представники наукової спільноти можуть у режимі реального часу обговорити важливі проблеми сучасності. Ми об'єднуємо найактуальніші тематики, авторитетних однодумців та опонентів.

Проект INFORUM.IN.UA надає можливість навчальним закладам, науковим товариствам та установам проводити інтернет-конференції на базі платформи проекту.

Якщо Вас зацікавив проект та Ви маєте бажання провести наукову інтернет-конференцію – зателефонуйте або напишіть нам. З Вами зв'яжуться представники команди проекту INFORUM.IN.UA.

Команда проекту INFORUM має значний досвід в організації та проведенні інтернет-конференцій (з 2011 року у співпраці з українськими ВНЗ було проведено 14 наукових інтернет-конференцій) та пропонує Вам спектр послуг, які за Вашим бажанням може взяти на себе:

- розміщення Ваших наукових інтернет-конференцій на базі платформи проекту;
- створення інформаційного листа для Ваших інтернет-конференцій трьома мовами (українська, російська, англійська);
- розсилка інформації про проведення Ваших конференцій у всі або визначені навчальні заклади України;
- розміщення анонсів та архівів Ваших інтернет-конференцій;
- забезпечення роботи форуму (обговорення) під час проведення конференції;
- надання інформаційної підтримки Вашої інтернет-конференції в соціальних мережах;
- форматування та видавництво друкованої збірки тез за матеріалами Ваших інтернет-конференцій та ін.

<http://www.inforum.in.ua>

<http://www.fb.com/inforuminua>

twitter: inforuminua

e-mail: info@inforum.in.ua

tel: +38 (066) 426 31 33

tel: +38 (093) 391 11 36

БУДЬТЕ В ТРЕНДІ НАУКИ РАЗОМ З НАМИ!

Наукове видання

Міжнародна інтернет-конференція молодих учених та студентів
**«АКТУАЛЬНІ ПРОБЛЕМИ ФУНДАМЕНТАЛЬНИХ
І ПРИКЛАДНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ»**

Збірник матеріалів конференції

International internet conference for young researchers and students
**«TOPICAL ISSUES OF FUNDAMENTAL AND
APPLIED STUDIES»**

Conference Proceedings

Друкується в авторській редакції
Верстка І.В. Грубій

Відповідальність за достовірність фактів, власних імен, цитат, цифр та інших відомостей несуть автори публікацій.

Формат 60x84 1/16. Обсяг 5.81 ум. друк. арк., 5,75 обл.-вид. арк.
Наклад 100 пр. Зам. _____. Видавець і виготовлювач – Вежа-Друк
(м. Луцьк, вул. Бойка, 1, тел. (0332) 29-90-65).
Свідоцтво Держ. комітету телебачення та радіомовлення України
ДК № 4607 від 30.08.2013 р.