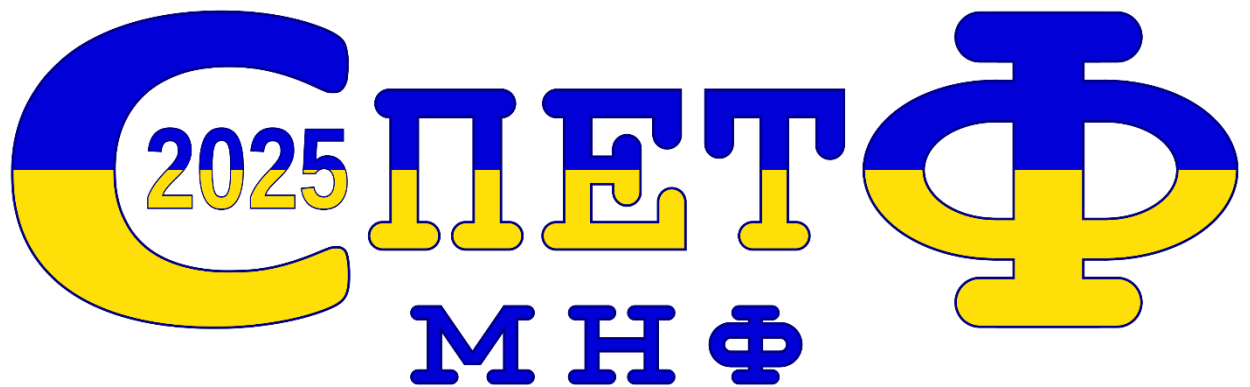


ISSN 2521-6996

Національна академія наук України
Інститут прикладної фізики
Сумський державний педагогічний університет імені А. С. Макаренка
Національний технічний університет України «Київський політехнічний
інститут імені Ігоря Сікорського»



***СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ
ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ,
ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ
ТА МЕТОДИКИ НАВЧАННЯ ФІЗИКИ***

**МАТЕРІАЛИ
ХІ Всеукраїнської науково-практичної конференції
з міжнародною участю**

**14–16 квітня 2025 року
м. Суми**

**Національна академія наук України
Інститут прикладної фізики
Сумський державний педагогічний університет імені А. С. Макаренка
Національний технічний університет України «Київський політехнічний
інститут імені Ігоря Сікорського»**

**СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ,
ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ
ТА МЕТОДИКИ НАВЧАННЯ ФІЗИКИ**

**Матеріали
XI Всеукраїнської науково-практичної конференції
з міжнародною участю**

(Суми, 14-16 квітня 2025 року)

За редакцією кандидата фізико-математичних наук, старшого наукового
співробітника Інституту прикладної фізики НАН України
С. О. Лебединського

Суми
2025

УДК 53:004(08)

М 34

Рекомендовано вченою радою Інституту прикладної фізики НАН України
(протокол №5 від 01.05.2025 р.)

Упорядник: Лебединський С. О., кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник Інституту прикладної фізики НАН України

Рецензенти:

Лебедь О.А. – доктор фізико-математичних наук, старший дослідник, директор Інституту прикладної фізики НАН України.

Салтикова А. І. – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри математики, фізики та методик їх навчання СумДПУ імені А. С. Макаренка.

М 34 Сучасні проблеми експериментальної, теоретичної фізики та методики навчання фізики: матеріали XI Всеукраїнської науково-практичної конференції з міжнародною участю, м. Суми, 14-16 квітня 2025 року / за ред. С. О. Лебединського – Суми: ІПФ НАН України, 2025. – 113 с.

У збірнику подані матеріали XI Всеукраїнської науково-практичної конференції з міжнародною участю «Сучасні проблеми експериментальної, теоретичної фізики та методики навчання фізики». У тезах представлені результати теоретичних і експериментальних досліджень.

Для наукових співробітників, викладачів навчальних закладів освіти, аспірантів та студентів.

Матеріали подаються в авторській редакції.

Відповідальність за достовірність інформації, автентичність цитат, правильність фактів, посилань несуть автори.

© Лебединський С. О., 2025

© ІПФ НАН України, 2025

ОРГАНІЗАЦІЙНИЙ КОМІТЕТ КОНФЕРЕНЦІЇ

Сторіжко В.Ю.	почесний голова, доктор фізико-математичних наук, академік НАН України, заслужений діяч науки і техніки України, почесний директор, радник Інституту прикладної фізики НАН України
Лебедь О.А.	голова організаційного комітету, доктор фізико-математичних наук, старший дослідник, директор Інституту прикладної фізики НАН України
Лянной Ю. О.	співголова організаційного комітету, доктор педагогічних наук, професор, ректор Сумського державного педагогічного університету імені А.С.Макаренка
Лебединський С. О.	заступник голови організаційного комітету, керівник секції теоретичної та експериментальної фізики, кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник, голова Ради молодих вчених Інституту прикладної фізики НАН України
Салтикова А. І.	заступник голови організаційного комітету, керівник секції методики навчання фізики, кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри математики, фізики та методик їх навчання СумДПУ імені А.С.Макаренка
Мусієнко О. С.	заступник голови організаційного комітету, керівник секції прикладної механіки, доктор філософії (технічні науки), старший викладач кафедри динаміки і міцності машин та опору матеріалів КПП ім. Ігоря Сікорського
Лебединська Ю. С	секретар організаційного комітету, аспірантка Інституту прикладної фізики НАН України
Ворошило О. І.	кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник, учений секретар Інституту прикладної фізики НАН України
Дяченко М. М.	кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник Інституту прикладної фізики НАН України
Новак О. П.	кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник, завідувач відділу квантової електродинаміки сильних полів Інституту прикладної фізики НАН України
Каленик М. В.	кандидат педагогічних наук, професор, декан фізико-математичного факультету СумДПУ імені А.С.Макаренка
Хворостіна Ю. В.	кандидат фізико-математичних наук, доцент, заступник декана з навчальної та наукової роботи фізико-математичного факультету СумДПУ імені А.С.Макаренка
Салтиков Д. І.	доктор філософії (природничі науки), старший викладач кафедри математики, фізики та методик їх навчання СумДПУ імені А.С.Макаренка, представник наукового товариства студентів, аспірантів, докторантів та молодих учених СумДПУ імені А. С. Макаренка
Тимошенко О. В.	кандидат технічних наук, доцент кафедри динаміки і міцності машин та опору матеріалів КПП ім. Ігоря Сікорського
Пискунов С. О.	доктор технічних наук, професор, завідувач кафедри динаміки і міцності машин та опору матеріалів КПП ім. Ігоря Сікорського

ЗМІСТ

ПАМ'ЯТІ РОМАНА ІВАНОВИЧА ХОЛОДОВА	8
ЧИСЕЛЬНИЙ РОЗВ'ЯЗОК ТРИВИМІРНОГО РІВНЯННЯ ЛАНЖЕВЕНА ДЛЯ МОДЕЛЮВАННЯ ДИФУЗІЇ ОДИНАРНОЇ, ПОДВІЙНОЇ ТА ПОТРІЙНОЇ КРАУДІОННОЇ КОНФІГУРАЦІЇ Алексенко О.В.,	10
ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ НЕЙТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ НА УТВОРЕННЯ ТА РОЗЧИНЕННЯ ПРЕЦИПІТАТІВ В БІНАРНИХ СПЛАВАХ ZR-NB Баштова А.І.	11
РЕАЛІЗАЦІЯ МІЖПРЕДМЕТНИХ ЗВ'ЯЗКІВ НА УРОКАХ ФІЗИКИ ЯК ШЛЯХ ДО ФОРМУВАННЯ В УЧНІВ ЦІЛІСНОЇ НАУКОВОЇ КАРТИНИ СВІТУ Бесараб С. В., Салтикова А.І.....	11
DIRECTED TRANSPORT OF SUSPENDED FERROMAGNETIC NANOPARTICLES Bystryk Yu.S., Denisov S.I., Lyutyy T.V., Moskalenko M.M	12
TENSILE STRESS-STRAIN CURVE OF IDEAL B₄C CRYSTAL USING FIRST PRINCIPLES AND E(3)-EQUIVARIANT INTERATOMIC MACHINE LEARNING POTENTIALS Білий В. О., Васильєв О. О.....	13
ВПЛИВ ПАРАМЕТРІВ 3D-ДРУКУ НА МІЦНІСТЬ ВИРОБІВ З PLA-ПЛАСТИКУ Білий О.В., Мусієнко О. С.	15
МЕТОД ПРОТОННО-ІНДУКОВАНОЇ РЕНТГЕНІВСЬКОЇ ЕМІСІЇ ДЛЯ ВИРІШЕННЯ ПИТАНЬ ОХОРОНИ КУЛЬТУРНОЇ СПАДЩИНИ Білик В.М., Бугай О.М., Осадчий Є.М., Хесін В.О., Єлфімов Д.С., Бондаренко Б.К., Таскаєв Д.Ю., Кротов О.В., Павленко (Мигидюк) А.С., Кублицька К.Є., Коротовських А.В.	16
РОЗМІРНИЙ ЕФЕКТ ФАЗОВОЇ СТАБІЛЬНОСТІ НАНОДИСПЕРСНОГО ЗАЛІЗА ПІД ВПЛИВОМ РАДІАЦІЙНОГО ОПРОМІНЕННЯ І НАСИЧЕННЯ ДЕФЕКТАМИ Білогородський Ю. С., Шірінян А. С., Кріт О.М..	19
ВИБІР ОПТИМАЛЬНОГО МАТЕРІАЛУ ДЛЯ ВИГОТОВЛЕННЯ ДЕТАЛЕЙ БПЛА МЕТОДОМ 3D-ДРУКУ Бондаренко В. Є., Мусієнко О.С.....	20
ТЕОРЕТИЧНІ МОДЕЛІ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ШВИДКОСТІ АНІГІЛЯЦІЇ ПОЗИТРОНА В ПОРОЖНИНАХ МАТЕРІАЛІВ Ворона М. І, Лебедь О. А.	23
ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ТЕХНОЛОГІЧНОЇ ПОШКОДЖУВАНOSTІ НА ЖОРСТКІСТЬ ДЕТАЛІ, ВИГОТОВЛЕНОЇ МЕТОДОМ 3D-ДРУКУ Демешко Я. В., Тимошенко О. В., Мусієнко О. С.....	25
РОЗРОБКА МОДЕРНІЗОВАНОЇ СХЕМИ СТАБІЛІЗАЦІЇ ВИСОКОЇ НАПРУГИ НА ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОМУ ПРИСКОРЮВАЧІ “СОКІЛ” Дудник А.Б., Нагорний Д.А, Пхенда В.М.	27
ВТРАТИ ЕНЕРГІЇ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ В ЕЛЕКТРОННІЙ ПЛАЗМІ З ВРАХУВАННЯМ РОЗКИДУ ЗА ШВИДКОСТЯМИ Дяченко М. М., Новак О. П., Холодов Р. І.	29
ЗАСТОСУВАННЯ МЕТОДУ МАТРИЦАНТІВ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ІОННО-ОПТИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОЇ КВАДРУПОЛЬНОЇ ЛІНЗИ В СКЛАДІ КОМПАКТНОГО СКАНУЮЧОГО ЯДЕРНОГО МІКРОЗОНДУ Журакулов В. В., Положій Г. Є., Пономарьов О. Г.	30

РОЗВИТОК НАВИЧОК САМОПРЕЗЕНТАЦІЇ УЧНІВ СТАРШОЇ ШКОЛИ.....	32
НА УРОКАХ ФІЗИКИ Завражна О. М.....	32
ПРИСКОРЮВАЛЬНА ТРУБКА З КОМПРЕСІЙНОЮ ГЕОМЕТРІЄЮ Ігнат'єв І. Г., Колінько С. В., Пономар'єв О. Г., Ребров В. А., Салівон В. Ф.....	34
FIRST PRINCIPLE STUDY OF MECHANICAL PROPERTIES OF $\text{CaC}_2\text{B}_{12}$ ORTHORHOMBIC METAL CARBOBORIDE Bystrenko O.V., Tianxing Sun, Zhaohua Luo, Jingxian Zhang, Yusen Duan, Kaiqing Zhang, Hu Ruan, Wenyu Tang, Ilkiv B.I., Petrovska S.S., Bystrenko T.O.....	36
ВИЗНАЧЕННЯ КІЛЬКІСНОГО ВМІСТУ ВОДНЮ В МЕТАЛАХ Калінкевич О. М., Чіванов В. Д., Запорожець В. К., Новіков С. В., Калінкевич О. В.....	38
АНАЛІТИЧНИЙ ПІДХІД НА ОСНОВІ ВЕКТОРНИХ РІВНЯНЬ ДО КІНЕМАТИКИ ПЛОСКИХ МЕХАНІЗМІВ II КЛАСУ ЗА АРТОБОЛЕВСЬКИМ Кикоть С.В., Дученко К.О., Хорошев К.Г.....	39
ВПЛИВ ТЕРМІЧНОГО ОБРОБЛЕННЯ НА МІКРОСТРУКТУРУ ТА МЕХАНІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ВИСОКОЛЕГОВАНОГО ПІД-ТИТАНУ Кирилах С. В.....	40
КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ ФОРМУВАННЯ МОЛЕКУЛЯРНИХ І АТОМНИХ КЛАСТЕРІВ У ВАКУУМІ Коваленко Б. О., Калінкевич О. М.....	42
ВПРОВАДЖЕННЯ КАРТУВАННЯ ЄЛЕМЕНТІВ МЕТОДОМ μ-PIXE ТА ВДОСКОНАЛЕННЯ ОБЛАДНАННЯ КАМЕРИ ВЗАЄМОДІЇ В КАНАЛІ ЯДЕРНОГО МІКРОЗОНДУ Колінько С. В., Магілін Д. В., Ребров В. А., Салівон В. Ф., Пономар'єв О. Г.....	43
БЕЗКОНТАКТНИЙ МЕТОД ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТІВ ПУАССОНА ТА АНАЛІЗ ХАРАКТЕРИСТИК ЗД-ДРУКОВАНИХ ґРАТОК Коломієць К. Л., Мусієнко О. С.....	45
КВАРЦОВИЙ ВИМІРЮВАЧ ТОВЩИНИ КВТ-1 Канівець В.М.; Коломієць В.М., Кравченко С.М.	47
МОДЕЛЮВАННЯ ПОЛЯРНИХ ТА ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ НАНОЧАСТИНОК МУЛЬТИФЕРОЇКІВ $\text{Bi}_{1-x}\text{Sm}_x\text{FeO}_3$ ТА CuInP_2S_6 Колупасєв В. О., Морозовська Г. М., Порошин В. М., Пилипчук О. С.....	49
ВИКОРИСТАННЯ ІНФОРМАЦІЙНИХ ТЕХНОЛОГІЙ ПРИ ВИВЧЕННІ ФІЗИКИ У ЗАКЛАДАХ ЗАГАЛЬНОЇ СЕРЕДНЬОЇ ОСВІТИ Коноз К. О., Салтиков Д.І.....	50
ВИЗНАЧЕННЯ ФОРМИ ПОТЕНЦІАЛЬНИХ ЯМ ДЛЯ ЗАДАЧ ПОЗИТРОННОЇ АНІГЛЯЦІЙНОЇ СПЕКТРОСКОПІЇ Лебедь О. А., Крикля С. В.....	51
ПОРІВНЯННЯ СКІНЧЕННО-ЕЛЕМЕНТНИХ СІТОК ПРИ ЧИСЕЛЬНОМУ МОДЕЛЮВАННІ КОЛІННОГО СУГЛОБА ТА АНАЛІТИЧНА ВАЛІДАЦІЯ РЕЗУЛЬТАТІВ Красько Б. Ю., Дейлід Д.С., Мусієнко О. С.	52
МОДЕЛЮВАННЯ ТА СИМУЛЯЦІЇ ФІЗИЧНИХ ПРОЦЕСІВ НА ОСНОВІ ПІІ В КОНТЕКСТІ ТРАНСДИСЦИПЛІНАРНОСТІ Кузьменко О. С.	54
ДОСЛІДЖЕННЯ РЕЗОНАНСНОГО НЕПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ РЕНТГЕНІВСЬКИХ ПРОМЕНІВ В ІЗОЛЯТОРІ Sr_2IrO_4. Кукуста Д. О., Антонов В. М., Бекєньов Л. В.	56

FUNDAMENTALS OF ARTIFICIAL INTELLIGENCE FOR OPTIMIZATION OF NUCLEAR REACTOR PLANT OPERATION Kul'ment'ev A.I., Flat A.Ya.	57
ВИКОРИСТАННЯ ЦИФРОВОГО ПЛАНЕТАРІЮ «WORLDWIDE TELESCOPE» У НАВЧАННІ АСТРОНОМІЇ Пасько О. О., Латишева В. О.....	59
КВАНТОВА МОДЕЛЬ ПОЛЬОВОЇ ЕМІСІЇ З ДІЕЛЕКТРИЧНИМИ ПОКРИТТЯМИ	
Лебединська Ю. С., Лебединський С. О., Новак О. П.	60
ВИЗНАЧЕННЯ МЕХАНІЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ СПЛАВУ ЦИРКОНІЙ-НІОБІЙ ЗА ДОПОМОГОЮ МЕТОДУ СКІНЧЕННИХ ЕЛЕМЕНТІВ Лейких Д.В.....	60
МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ МІКРОСТРУКТУРНИХ ПЕРЕТВОРЕНЬ У СПЛАВАХ Fe-Cr-Al ПРИ НЕЙТРОННОМУ ОПРОМІНЕННІ Харченко Д. О., Харченко В. О., Лисенко Б. О.	61
МІКРОСТРУКТУРА ПОКРИТТІВ З ТАНТАЛУ, ОТРИМАНИХ МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО РОЗПИЛЕННЯ ІМПУЛЬСАМИ ВИСОКОЇ ПОТУЖНОСТІ Луговський В.О., Гончаренко О.І., Коломієць В.М., Бугай О.М., Кравченко С.М.	63
ВИПРОМІНЮВАННЯ ВІРТУАЛЬНОГО ФОТОНА У ПОЛІ ЛІНІЙНО-ПОЛЯРИЗОВАНОЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ Макаренко О. В., Ворошило О. І., Лебедь О. А.....	65
ВПЛИВ СЕРЕДОВИЩА ТА УМОВ ЗАГУЩЕННЯ СУСПЕНЗІЙ КЛІТИН НА ФОРМУВАННЯ ФРАКТАЛЬНИХ СТРУКТУР Маринченко Л. В., Ніжельська О. І.	67
LATEST TRENDS IN WAKEFIELD ACCELERATION Demydenko I. V., С.А.Lindstrøm, Maslov V. I., R.T.Ovsiannikov, D.O.Shendryk	69
ВПЛИВ РІЗНИХ ДОЗ e-ОПРОМІНЕННЯ НА ЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ВПОПЕРЕК ШАРІВ n-InSe Маслюк В.Т., Мінтянський І.В., Савицький П.І.	70
ОПИС ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ СТАНІВ ФОТОНА ТА ЕЛЕКТРОНА В ПРОЦЕСАХ КЕД В СИЛЬНИХ ЛАЗЕРНИХ ПОЛЯХ Недорешта В.М.	73
ЗБУДЖЕННЯ ВОДНЕПОДІБНОГО ІОНУ ІМПУЛЬСОМ СТРУКТУРОВАНОГО СВІТЛА Новак О. П., Дяченко М. М.	75
ВИЗНАЧЕННЯ ОБЛАСТІ КОГЕРЕНТНОСТІ ДЖЕРЕЛ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ Овчаренко А.Ю., Овчаренко Ю.М., Лебедь О.А.	77
МОДЕЛЮВАННЯ ТЕПЛОВОГО РОЗШИРЕННЯ КАРБІДУ КРЕМНІЮ З ВИКОРИСТАННЯМ МІЖАТОМНИХ ПОТЕНЦІАЛІВ МАШИННОГО НАВЧАННЯ Парфьонов О. В., Васільєв О. О.	79
ФОРМУВАННЯ ЕКОЛОГІЧНОЇ КОМПЕТЕНТНОСТІ УЧНІВ ОСНОВНОЇ ШКОЛИ ЗАСОБАМИ ФІЗИКИ Пасько О. О., Зеленська Д. В.	81
ПЕРСПЕКТИВИ ЗАСТОСУВАННЯ ПРОТОННО-ПРОМЕНЕВОЇ ЛІТОГРАФІЇ Положій Г. Є., Журакулов В. В., Пономарьов О. Г.	83
ІННОВАЦІЙНІ ПІДХОДИ ДО НАВЧАННЯ ФІЗИКИ У ЗАКЛАДАХ ЗАГАЛЬНОЇ СЕРЕДНЬОЇ ТА ВИЩОЇ ОСВІТИ Полуянов А. О.....	84
НАПРАЦЮВАННЯ РАДІАЦІЙНИХ ДЕФЕКТІВ В ЦИРКОНІЄВИХ ЗРАЗКАХ ІОНАМИ Fe²⁺ та Zr²⁺ З ЕНЕРГІЄЮ 300 кеВ НА ІОННОМУ ІМПЛАНТЕРІ ІПФ НАН	

УКРАЇНИ Батурін В.А., Роєнко О.Ю., Литвинов П.О., Ерьомін С.О., Карпенко О.Ю., Косуля О.В.	85
ТЕОРЕТИЧНІ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ПОШКОДЖЕНОСТІ МАТЕРІАЛІВ НА ОСНОВІ РЕЄСТРАЦІЇ ЗВОРОТНО РОЗСІЯНОГО УЛЬТРАЗВУКОВОГО СИГНАЛУ Романишин Р.І., Романишин Г.І.	88
ПОШИРЕНІ ХИБНІ ФІЗИЧНІ УВЛЕННЯ ТА МЕТОДИ ЇХ ПОДОЛАННЯ Рябко А.В., Худан М.Ю.	90
ПЕРСПЕКТИВНІ ЗАХИСНІ НАНОСТРУКТУРОВАНІ ПОКРИТТЯ TRISO-ПАЛИВА ДЛЯ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ МАЛИХ МОДУЛЬНИХ РЕАКТОРІВ Самойлов С.П., Коломієць В.М.	92
ВИКОРИСТАННЯ МОБІЛЬНОГО ДОДАТКУ RHYRNOX НА УРОКАХ ФІЗИКИ Сизьон О. О.	94
МОДЕЛЮВАННЯ РАДІАЦІЙНО-ІНДУКОВАНОЇ СЕГРЕГАЦІЇ В СПЛАВАХ Fe-Cr-Ni З ВРАХУВАННЯМ МІЖЗЕРЕННОЇ МЕЖІ З МАЛИМ КУТОМ РОЗОРІЄНТАЦІЇ Скороход Р. В., Коропов О. В.	96
CALCULATION OF THE CURIE-WEISS TEMPERATURE FROM MAGNETIC HYSTERESIS AREAS AND COMPUTER MODELING OF MAGNETIC SUBSYSTEMS	98
IN $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Si}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ ($x=0.032$, $y=0.53$) SOLID SOLUTION Slynko V. E., Boledzyuk V. B., Kaminsky V. M., Kilanski L., Avdonin A.	98
COMPUTER SIMULATION OF LOW-TEMPERATURE MAGNETIC SUBSYSTEMS IN THE LAYERED SEMICONDUCTOR $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ ($x=0.0125$) Slynko V. E., Savitskii P. I., Mintyanskii I. V., Kilanski L., Zakar S.	100
КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ФІЗИЧНИХ ПРОЦЕСІВ ЗА ОСТАННЬОЮ ЗАМКНЕНОЮ МАГНІТНОЮ ПОВЕРХНЕЮ ТОКАМАКА Труш О. В., Гірка І. О., Тіренс В.	102
ДОСЛІДЖЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ НЕЛІНІЙНОЇ ФІЛЬТРАЦІЇ НА МОДЕЛЬНОМУ КТ-ЗОБРАЖЕННІ Тулякова Н.О.	103
МОДЕЛЮВАННЯ ОПРОМІНЕННЯ ПОВЕРХНІ ГАНІМЕДА ІОНАМИ МАГНІТОСФЕРИ ЮПІТЕРА Фоміна А.П., Новак О.П., Маслов В.І.	106
ОСОБЛИВОСТІ ВИКОРИСТАННЯ ПІДХОДУ ФАЗОВОГО ПОЛЯ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ МІКРОСТРУКТУРНИХ ПЕРЕТВОРЕНЬ У КОНДЕНСОВАНИХ СИСТЕМАХ Харченко Д. О.	107
ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТЕПЛОВИХ ПРОЦЕСІВ У СТРУКТУРІ СОНЯЧНОГО ЕЛЕМЕНТА Цветкович К. С., Дяденчук А. Ф.	108
ФУНДАМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДИ У НАВЧАННІ ФІЗИКИ: ШЛЯХ ДО ГЛИБОКОГО РОЗУМІННЯ ПРИРОДНИХ ЗАКОНІВ Сюй Ціфа, Салтиков Д.І.	110
ПАРАМЕТРИ НИЗЬКО-ПОТУЖНОГО ІОННОГО ВЧ ДЖЕРЕЛА Возний В.І., Пономарьов О.Г., Магілін Д.В., Шульга Д. П., Ребров В. А., Сайко М. О.	111

ПАМ'ЯТІ РОМАНА ІВАНОВИЧА ХОЛОДОВА



04.03.1971 – 15.05.2024

Цей збірник тез присвячено світлій пам'яті видатного українського фізика-теоретика, доктора фізико-математичних наук, члена-кореспондента НАН України, старшого наукового співробітника, заступника директора з наукової роботи Інституту прикладної фізики НАН України — Романа Івановича Холодова.

Роман Іванович Холодов народився 4 березня 1971 року у м. Невинномиськ Ставропольського краю. У 1994 році закінчив фізико-технічний факультет Харківського державного університету за спеціальністю «Теоретична ядерна фізика». З того ж року його життя і наукова діяльність були пов'язані з Інститутом прикладної фізики НАН України (м. Суми).

Навчався в аспірантурі ІПФ НАН України під керівництвом відомого вченого Петра Івановича Фоміна. У 2001 році захистив кандидатську дисертацію, присвячену вивченню взаємодії поляризованих фотонів та електронів у надсильних магнітних полях. У 2019 році здобув науковий ступінь доктора фізико-математичних наук, а в 2021 році був обраний членом-кореспондентом НАН України.

Займав посади молодшого, старшого наукового співробітника, а з 2011 року — заступника директора з наукової роботи ІПФ НАН України. У найскладніший період новітньої історії, на початку повномасштабної війни, виконував обов'язки директора Інституту.

Роман Іванович був провідним науковцем у галузі квантової електродинаміки сильних електромагнітних полів. Його дослідження охоплювали фундаментальні й прикладні напрями, зокрема:

- взаємодію елементарних частинок із сильним лазерним випромінюванням;
- теоретичне моделювання атомних процесів у надсильних кулонівських полях (у межах колаборації SPARC, FAIR, Німеччина);
- дослідження у рамках проектів CERN, пов'язані з високовакуумними пробоями у прискорювальній техніці (CLIC);
- електронне охолодження пучків важких іонів.

Був автором понад 100 наукових праць, керівником наукової школи з теоретичної фізики, учасником міжнародного наукового співробітництва.

Роман Іванович активно займався педагогічною діяльністю, викладаючи на кафедрі експериментальної та теоретичної фізики Сумського державного педагогічного університету імені А.С. Макаренка. Серед прочитаних курсів — «Електродинаміка», «Фізика ядра і елементарних частинок», «Теорія функцій комплексної змінної», «Математичні методи фізики» та інші.

Керував аспірантурою ІПФ НАН України. Під його науковим супроводом успішно захищено чотири кандидатські дисертації. За вагомий внесок у підготовку молодих науковців у 2018 році був нагороджений Нагрудним знаком НАН України «За підготовку наукової зміни».

За свою працю Р.І. Холодов був удостоєний численних відзнак:

Почесна грамота Президії НАН України (2013);

Почесна грамота голови Сумської обласної державної адміністрації (2010);

Почесна грамота Управління освіти і науки Сумської ОДА (2009);

Нагрудний знак НАН України (2018).

Наукова спільнота, колеги, учні та друзі Романа Івановича завжди пам'ятатимуть його щире відданість науці, високу інтелектуальну культуру, людяність і непохитний оптимізм.

Світла пам'ять про нього житиме в серцях тих, хто мав честь працювати з ним пліч-о-пліч.

ЧИСЕЛЬНИЙ РОЗВ'ЯЗОК ТРИВИМІРНОГО РІВНЯННЯ ЛАНЖЕВЕНА ДЛЯ МОДЕЛЮВАННЯ ДИФУЗІЇ ОДИНАРНОЇ, ПОДВІЙНОЇ ТА ПОТРІЙНОЇ КРАУДІОННОЇ КОНФІГУРАЦІЇ

Алексенко О. В.¹, к.ф.-м.н., н.с.

¹ Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Проведено комп'ютерне моделювання руху краудіонного дефекту для визначення його коефіцієнта дифузії. Розглядається ситуація коли краудіонний дефект містить у собі один, два або три краудіона. Для опису випадкового процесу розглянуто тривимірне рівняння Ланжевена. Вважається, що шум може бути як білим так і кольоровим. В ході моделювання показано, що фізичні характеристики стохастичного процесу суттєво відрізняються в залежності від обраного шуму. Чисельний розрахунок коефіцієнтів дифузії краудіонного дефекту виконано в низькотемпературному і виськотемпературному наближеннях. Отримано залежності коефіцієнта дифузії від часу дрейфу краудіонного дефекту, а також залежності коефіцієнта дифузії від температури. Рівняння Ланжевена має вигляд [1,2]:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -m\gamma_0 \vec{v} + \vec{f}(t), \quad (1)$$

де γ_0 – коефіцієнт дисипативного тертя, $\vec{f}(t)$ – випадкова теплова сила (шум), яка діє на дефект з боку навколишніх атомів, розглядається білий і кольоровий шум.

На рис. 1 і рис. 2 представлено залежності коефіцієнту дифузії від температури.

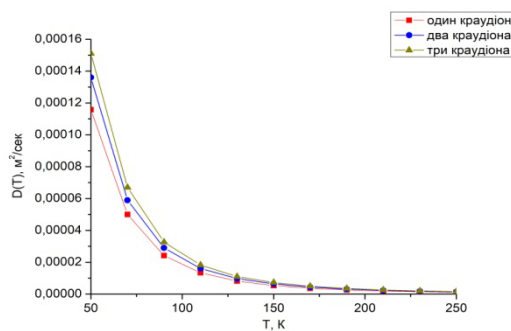


Рис. 1. Залежність коефіцієнта дифузії від температури в низькотемпературному наближенні. Моделювання зовнішнього впливу білим шумом.

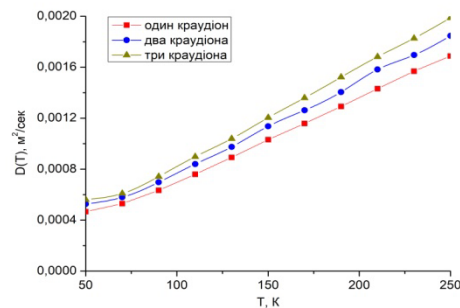


Рис. 2. Залежність коефіцієнта дифузії від температури в низькотемпературному наближенні. Моделювання зовнішнього впливу шумом Орнштейна – Уленбека.

На рисунках добре видно суттєву відмінність графічних залежностей для білого і кольорового шуму.

Список використаних джерел

- [1] Dudarev S. L. «Thermal mobility of interstitial defects in irradiated materials». *Physical Review B*, 2002, V. 65, P. 224105.
- [2] Dudarev S. L. «Thermal friction and Brownian motion of interstitial defects in irradiated materials». *Journal of Nuclear Materials*, 2002, P. 881 – 885.

ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ НЕЙТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ НА УТВОРЕННЯ ТА РОЗЧИНЕННЯ ПРЕЦИПІТАТІВ В БІНАРНИХ СПЛАВАХ Zr-Nb

Баштова А.І., к.ф.-м.н., н.с.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

У роботі досліджено стабільність виділень β -фази в системі Zr–Nb під дією нейтронного опромінення за допомогою фазово-польового моделювання, узагальненого з урахуванням динаміки точкових дефектів, їх стоків та дислокацій невідповідності. Метою дослідження є аналіз впливу дефектної структури на еволюцію розмірів та стабільність виділень β -Ніобію під час термічної обробки і подальшого опромінення.

Для моделювання використовувався фазово-польовий підхід на основі термодинамічних потенціалів CALPHAD та швидкісною теорією, з урахуванням впливу ефективної густини дислокацій невідповідності. Локальні перерозподіли концентрацій ніобію, вакансій та дислокацій аналізувалися на етапах підготовки зразків та при їх опроміненні за різних температур (550K і 600K) та швидкостей пошкоджень (10^{-4} – 10^{-5} з.н.а./с).

Показано, що під час термічної обробки формуються частинки β -Nb середнім розміром 11–12 нм та густиною близько 10^{22}м^{-3} , що добре узгоджується з експериментальними спостереженнями. При нейтронному опроміненні β -Nb частинки ростуть повільно за механізмом дозрівання Оствальда до розміру ≈ 2 нм, при цьому їх кількість зменшується внаслідок перерозподілу точкових дефектів і дислокацій. При дозах до (2-3 з.н.а.) домінує балістичне перемішування атомів, що призводить до розчинення преципітатів, тоді як за більших доз переважають дифузійні процеси, сприяючи росту преципітатів.

Оцінка зміни твердості матеріалу внаслідок опромінення показала, що вона є незначною і становить менше ніж 0,01% при дозах до 2 з.н.а.. Отримані результати щодо розмірів частинок β -Nb, значень густини дислокаційних петель та їх розміру добре співвідносяться з експериментальними даними, що підтверджує достовірність розробленого підходу.

Запропонований метод дає змогу ефективно описувати еволюцію мікроструктури сплавів на основі цирконію при нейтронному опроміненні та може бути використаний для прогнозування змін механічних властивостей матеріалів в умовах радіаційного навантаження.

РЕАЛІЗАЦІЯ МІЖПРЕДМЕТНИХ ЗВ'ЯЗКІВ НА УРОКАХ ФІЗИКИ ЯК ШЛЯХ ДО ФОРМУВАННЯ В УЧНІВ ЦІЛІСНОЇ НАУКОВОЇ КАРТИНИ СВІТУ

Бесараб С. В., магістрант; Салтикова А.І., к.ф.-м.н., доц.

Сумський державний педагогічний університет імені А. С. Макаренка, Суми, Україна

Одним із провідних завдань сучасної освіти є формування в учнів цілісної наукової картини світу. У контексті реформування української школи та переходу до компетентнісного підходу надзвичайно актуальним стає питання інтеграції знань, що забезпечується, зокрема, через реалізацію міжпредметних зв'язків. Фізика, як фундаментальна природнича наука, відіграє в цьому процесі ключову роль.

Міжпредметні зв'язки у навчанні фізики сприяють не лише глибшому засвоєнню навчального матеріалу, а й усвідомленню учнями взаємозв'язку явищ, процесів та законів у природі. Завдяки поєднанню фізичних знань з поняттями біології, хімії, географії, математики, інформатики та навіть мистецтва, учні формують не фрагментарне, а системне бачення світу, що відповідає реаліям сучасної науки.

На практиці реалізація міжпредметних зв'язків може відбуватися в різних формах: через інтегровані уроки, тематичні проекти, STEAM-освіту, використання міжпредметних задач та ситуацій, що моделюють реальні життєві контексти. Наприклад, вивчаючи механіку, доцільно звертатися до прикладів з біомеханіки або техніки, розглядати рух тіл у контексті історичних відкриттів або географічних особливостей. Вивчення термодинаміки можна пов'язати з хімічними реакціями та енергетичними перетвореннями у живих організмах. Оптика відкриває шлях до співпраці з образотворчим мистецтвом, вивченням зорових ілюзій, сприйняттям кольору.

Систематичне впровадження міжпредметних зв'язків стимулює розвиток критичного мислення, здатності до аналізу й узагальнення, формує вміння працювати з різними джерелами інформації, порівнювати, шукати закономірності. Все це є запорукою не лише якісного засвоєння фізики, а й формування ключових компетентностей учня як особистості, здатної орієнтуватися у складному та динамічному світі.

Отже, уроки фізики, що ґрунтуються на міжпредметній інтеграції, виступають потужним інструментом у формуванні в учнів цілісної наукової картини світу. Вони забезпечують не лише глибину знань, а й їхню функціональність, актуальність і зв'язок з реальним життям. Впровадження таких підходів в освітній процес є не лише викликом для вчителя, а й перспективним напрямом удосконалення методики викладання фізики у школі.

DIRECTED TRANSPORT OF SUSPENDED FERROMAGNETIC NANOPARTICLES

Yu.S. Bystryk¹, S.I. Denisov¹, T.V. Lyutyy², M.M. Moskalenko²

¹ *Institute of Applied Physics, National Academy of Sciences of Ukraine,*

² *Sumy State University, 116 Kharkivska Street, 40007 Sumy, Ukraine*

In this work, we provide a detailed analysis of the temperature behavior of single-domain ferromagnetic nanoparticles suspended in a viscous medium. Our focus was on their dynamics under harmonically oscillating gradients and static uniform magnetic fields that are orthogonal or could be non-orthogonal to each other, meaning they are applied at arbitrary angles. This non-orthogonality adds complexity to the equations governing particle motion and necessitates additional analysis. Also, in our model, nanoparticle dynamics are subjected to thermal fluctuations arising in a viscous liquid where the particles are suspended. Besides the typically considered forces, such as external driving, friction, and random forces, we also incorporated the Magnus lift force. The Magnus effect is a well-known occurrence where a spinning object's trajectory deviates laterally while moving through a viscous medium, compared to a non-spinning body. This effect plays a crucial role in the dynamics of spinning objects and can significantly affect particle drift. Thus, factoring it into our theory on nanoparticle drift is vital.

We developed a concise set of stochastic equations that capture particles' translational and rotational motions influenced by specified forces and magnetic fields. We analytically solved the relevant Fokker-Planck equation (in the form of a small parameter expansion) to determine the probability density of magnetization orientations, especially in scenarios involving strong thermal fluctuations relevant to both planar rotors and generalized models. We introduced a drift velocity for the particles contingent upon the components of the average particle magnetization and further derived analytical expressions for the drift velocity using the solutions of the Fokker-Planck equation. Additionally, we explored the temperature dependence of this drift velocity and examined both planar and out-of-plane magnetization fluctuations. Also, we conducted numerical simulations of effective stochastic differential equations representing magnetization dynamics to investigate arbitrary fluctuations and confirmed the analytical results.

This work has received funding through the EURIZON project (grant agreement No. EU-3056), which is funded by the European Union under grant agreement No. 871072.

TENSILE STRESS-STRAIN CURVE OF IDEAL B₄C CRYSTAL USING FIRST PRINCIPLES AND E(3)-EQUIVARIANT INTERATOMIC MACHINE LEARNING POTENTIALS

Білий В. О.¹, аспірант, м.н.с; Васільєв О. О.¹, к.х.н, доц.

¹ Інститут проблем матеріалознавства ім. Францевича НАН України, Київ, Україна

Simulating the mechanical response of an ideal crystal on the atomic level can provide an understanding of the mechanisms that occur during the material's destruction. This knowledge is important for further enhancing or creating new material. First-principles methods like DFT are accurate but computationally expensive, especially for large systems or mechanical simulations. Machine learning potentials (MLPs) can achieve similar accuracy at a fraction of the cost. In this work, we trained MLP using the NequIP [1] framework to simulate the uniaxial tensile behavior of an ideal crystal and validate it against DFT results.

The first MLP was trained on a dataset derived from the NOMAD [2] repository, comprising 2787 unique configurations. Selection criteria included fully periodic structures (1 1 1) with carbon concentrations of 0.5, 0.2, and 0.13, a k-point spacing below $3 \times 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$, a plane-wave cutoff energy exceeding 900 eV, and the self-consistent field (SCF) convergence threshold $2 \times 10^{-6} \text{ Ry}$ or lower.

Hyperparameter optimization was performed to identify optimal model settings, resulting in a radial cutoff of 10 Å and a batch size of 2. These hyperparameters were used in further models that were trained on in-house data.

A second MLP was developed using a dataset generated through in-house DFT simulations conducted in Quantum Espresso [3] employing PBE PAW pseudopotentials. All simulations were performed without symmetry constraints (nosym = True). The dataset encompassed 96 configurations from structural optimization of rhombohedral 120-atom supercells with mixed B₁₁C (CCC) and B₁₂(CCC) polytypes. To extend the configurational diversity, additional 860 structures were obtained from high-temperature ab initio molecular dynamics (MD) simulations of B₁₁C(CBC) polytype, conducted between 1500 K and 3500 K using different values for 'ion_dynamics' parameter: 'initial', 'andersen', and 'rescaling'. MD simulations were executed using a 1 fs timestep, a $3 \times 3 \times 3$ Monkhorst-Pack k-point grid, a plane-wave energy cutoff of 110 Ry, and an SCF convergence criterion of $1 \times 10^{-6} \text{ Ry}$.

The third potential was developed using an extended dataset that incorporated configurations from the second model, supplemented with structures representing mechanical deformation. A series of 560 configurations was generated by incrementally applying uniaxial tensile strain along the c-axis of the ideal B₁₁C(CBC) structure.

Validation and uniaxial tensile simulations were conducted using Python-based tools, including the Atomic Simulation Environment and Pandas libraries, supplemented with custom-developed scripts. Deformation tests were conducted with the step of 1% of the length of the undeformed lattice "c" vector, and each deformed structure served as the input for the subsequent strain increment. At each step, structural relaxations were performed, allowing free variation of a and b lattice vectors. Calculation of the tensile stress-strain curve was conducted using 180-atom supercells. The dataset was partitioned into 80% for training and 20% for validation.

First-principles DFT calculations identified a maximum tensile stress of 76.13 GPa along the crystallographic c-axis at a tensile strain of 0.27, as shown in Fig. 1. Structural failure was observed at a critical strain of 0.29.

The performance of the machine learning potentials was quantitatively evaluated by computing the average absolute error, maximum absolute error, and standard deviation of the total energy per atom against the validation dataset. Model 1, trained on NOMAD data, exhibited an average absolute error of 0.0095 eV/atom, a maximum error of 0.3896 eV/atom, and a standard deviation of 0.0247 eV/atom. In contrast, Model 2, trained on in-house DFT data, demonstrated substantially higher accuracy, with an average absolute error of 0.0005 eV/atom, a maximum error of 0.0018 eV/atom, and a standard deviation of 0.0004 eV/atom. Model 3, which incorporated

strained configurations into the training set, yielded intermediate performance with an average absolute error of 0.0021 eV/atom, a maximum error of 0.0072 eV/atom, and a standard deviation of 0.0019 eV/atom.

Under tensile deformation as shown in Fig. 1, the MLP trained on NOMAD data (Model 1) maintained structural convergence up to a strain of 0.28 but exhibited significant deviations in predicted stress, with errors between 27.27 GPa and 72.01 GPa. Beyond this strain, structural relaxation failed to converge. Model 2 aligned closely with DFT results up to a strain of 0.16, predicting a maximum tensile stress of 51.89 GPa with a corresponding deviation of 11.49 GPa. Calculations beyond this strain could not converge. Model 3 reproduced the general stress-strain trend but underestimated both the peak tensile stress and the corresponding strain. It predicted a maximum stress of 48.38 GPa at a strain of 0.16, with a deviation of 14.47 GPa from the DFT reference. Relaxation failure occurred after a strain of 0.25.

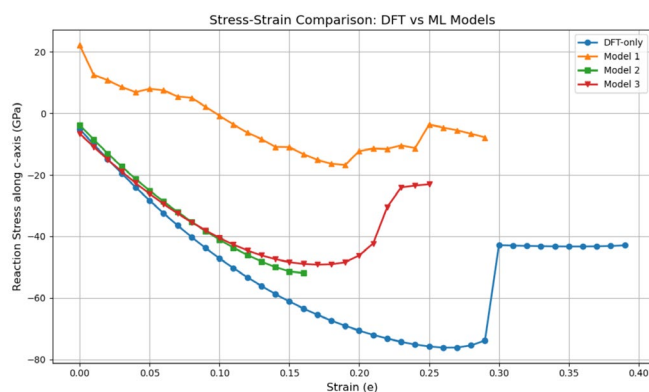


Fig. 1. Tensile curve for the ideal crystal of B₁₂(CCC) polytype

different Nequip MLPs trained on different datasets. The model trained on open data from Nomad can't be used for mechanical testing due to high error on full curve length. Both models trained on an in-house dataset have an error below 10 GPa within 14% strain and can be used as a fast draft alternative to DFT. Also expanding the dataset with more structures from DFT mechanical experiments can enhance the accuracy of the MLPs.

Literature

- [1] S. Batzner *et al.*, "E(3)-equivariant graph neural networks for data-efficient and accurate interatomic potentials," *Nat. Commun.*, vol. 13, no. 1, p. 2453, May 2022, doi: 10.1038/s41467-022-29939-5.
- [2] C. Draxl and M. Scheffler, "The NOMAD laboratory: from data sharing to artificial intelligence," *J. Phys. Mater.*, vol. 2, no. 3, p. 036001, Jul. 2019, doi: 10.1088/2515-7639/ab13bb.
- [3] P. Giannozzi *et al.*, "QUANTUM ESPRESSO: a modular and open-source software project for quantum simulations of materials," *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 21, no. 39, p. 395502, Sep. 2009, doi: 10.1088/0953-8984/21/39/395502.

ВПЛИВ ПАРАМЕТРІВ 3D-ДРУКУ НА МІЦНІСТЬ ВИРОБІВ З PLA-ПЛАСТИКУ

Білий О.В., студент; Мусієнко О. С. д.ф, ст. викл.

Навчально-науковий механіко-машинобудівного інституту КПІ імені Ігоря Сікорського,
Київ, Україна

Аддитивні технології (3D-друк) належать до сучасних напрямків виробництва, які дозволяють створювати тривимірні об'єкти шляхом поетапного нанесення матеріалу шарами. Головна перевага цієї технології полягає у виготовленні складних геометричних конструкцій, отримання яких за допомогою традиційних методів, таких як лиття або фрезерування, є надзвичайно складним чи навіть неможливим. Це відкриває можливості для оптимізації конструкцій, зменшення ваги виробів і економії матеріалів без втрати їх функціональних характеристик.

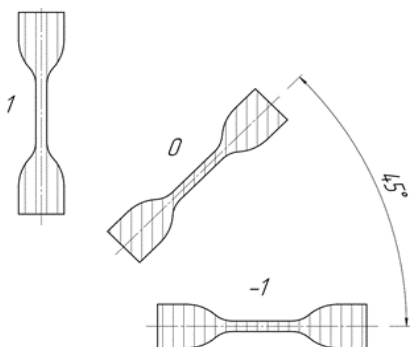


Рис. 1. Схема рівнів куту орієнтації шарів друку

Метою цієї роботи є експериментальне дослідження впливу двох основних технологічних параметрів 3D-друку — щільності заповнення та орієнтації шарів — на механічні властивості виробів з PLA-пластику. Було проведено двофакторний експеримент, у якому варіювалися три рівні щільності заповнення (30%, 65%, 100%) та три варіанти орієнтації шарів друку (0°, 45°, 90°) (Рис.1).

Для проведення експериментальної частини було використано 3D-принтер Ender 3, а початковим етапом була розробка 3D-моделі зразків у програмі CATIA V5 згідно стандарту ДСТУ EN ISO 527-2:2018. Параметри друку налаштовувалися у програмі UltiMaker Cura, де встановлювалися три варіанти щільності заповнення та варіанти орієнтації шарів.

Для визначення характеристик проводились випробування на розтяг. Для кожної з 9 комбінацій параметрів було виготовлено та випробувано по три зразки. Кінцеві результати усереднено за кожною комбінацією вказані в Таблиці 1.

Аналіз результатів демонструє, що щільність заповнення та орієнтація шарів друку мають взаємозалежний вплив на механічні властивості зразків, причому орієнтація шарів під кутом $\pm 45^\circ$ або 90° забезпечує вищу міцність незалежно від рівня заповнення. Встановлено, що зниження щільності до 65% і навіть 30% не обов'язково призводить до суттєвого зниження міцності, якщо обрано оптимальну орієнтацію шарів. Це дозволяє ефективно економити матеріал, зменшувати вагу виробів і скорочувати час друку без помітного погіршення їх експлуатаційних характеристик.

Таким чином, обидва досліджувані параметри — щільність заповнення та орієнтація шарів — мають суттєвий вплив на міцність виробів. При проектуванні виробів для конкретних умов експлуатації слід враховувати не лише міцність, але й необхідну

Таблиця 1
Експериментальні значення

№	Щільність, %	Орієнтація шарів	ε , %	σ , МПа
1	100	90°	4.3778	41.5487
2	100	0°	5.8111	36.4341
3	100	45°	6.1111	43.8679
4	65	90°	5.7000	42.2905
5	65	0°	4.9889	30.6244
6	65	45°	5.2556	37.0777
7	30	90°	5.2111	35.8907
8	30	0°	5.1222	30.3113
9	30	45°	5.1778	32.0657

пластичність та економічність виробництва. Оптимізація цих параметрів дозволяє підвищити надійність і функціональність виробів без надмірного споживання матеріалу.

Отримані результати мають практичне значення для галузей, де важлива точність та механічна надійність 3D-друкованих деталей — зокрема, в медицині, аерокосмічній галузі та машинобудуванні.

Список використаних джерел

- [1] María Jesús Martín, Juan Antonio Auñón, Francisco Martín. Influence of Infill Pattern on Mechanical Behavior of Polymeric and Composites Specimens Manufactured Using Fused Filament Fabrication Technology. *New Advances in Polymer Materials for Product Design Processes and Additive Manufacturing*. 2021. С. 1–26.
- [2] Galeja M.; Hejna A.; Kosmela P.; Kulawik A. Статичні та динамічні механічні властивості АБС-пластиків, надрукованих на 3D-принтері, як функція растрового кута. *Materials* 13(2):297.
- [3] Shima Akhondi, Christopher-Denny Matte, Tsz Ho Kwok. A study on mechanical behavior of 3D printed elastomers with various infills and densities. *Manufacturing Letters*. 2023. Т. 35 : Additive Manufacturing. С. 592–602. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2213846323000925#t0005>
- [4] María Jesús Martín, Juan Antonio Auñón, Francisco Martín. Influence of Infill Pattern on Mechanical Behavior of Polymeric and Composites Specimens Manufactured Using Fused Filament Fabrication Technology. *New Advances in Polymer Materials for Product Design Processes and Additive Manufacturing*. 2021. С. 1–26. <https://www.mdpi.com/2073-4360/13/17/2934>
- [5] ДСТУ EN ISO 527-2:2018 Пластмаси. Визначення властивостей під час розтягування. Частина 2. Умови випробування для пластмас, виготовлених методом формування та екструзії (EN ISO 527-2:2012, IDT; ISO 527-2:2012, IDT).

МЕТОД ПРОТОННО-ІНДУКОВАНОЇ РЕНТГЕНІВСЬКОЇ ЕМІСІЇ ДЛЯ ВИРІШЕННЯ ПИТАНЬ ОХОРОНИ КУЛЬТУРНОЇ СПАДЩИНИ

Білик В.М.¹, Бугай О.М.¹, Осадчий Є.М.¹, Хесін В.О.², Єлфімов Д.С.², Бондаренко Б.К.², Таскаєв Д.Ю.², Кротов О.В.², Павленко (Мигидюк) А.С.², Кублицька К.Є.², Коротовських А.В.²

¹ *Інститут прикладної фізики НАН України, м. Суми.*

² *ТОВ "Українське науково-дослідне об'єднання реставраторів", м. Харків.*

Дана робота присвячена дослідженню елементного складу зразків будівельних матеріалів методом протонно індукованої рентгенівської емісії (PIXE). Результати даної роботи спрощують підбір матеріалів для проведення реставраційних та відновлювальних робіт пошкоджених пам'яток архітектури та іншої культурної спадщини.

Вступ

В результаті агресії росії проти України причиняється багато руйнувань об'єктів промисловості, будівель житлового і нежитлового комплексу. Нерідко таких пошкоджень та руйнувань зазнають і об'єкти культурної спадщини. Таких пошкоджень зазнала і будівля пам'ятки архітектури, містобудування національного значення «Будинок державної промисловості (ДЕРЖПРОМ)». Для вирішення проблем відновлення та реставрації даної будівлі необхідний аналіз, будівельних матеріалів. Неруйнівний аналіз методом PIXE широко використовується для досліджень культурної спадщини [1, 2]. В даній роботі представлені методика та результати PIXE аналізу будівельних матеріалів пам'ятки архітектури, містобудування національного значення «Будинок державної промисловості (ДЕРЖПРОМ)».

Опис та підготовка зразків

Були отримані п'ять зразків:

- 1) два зразки легкого бетону



Зразок 1



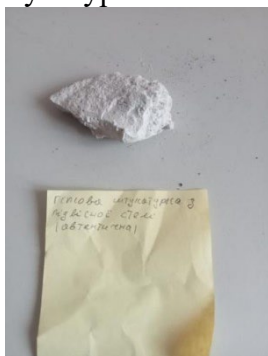
Зразок 2

- 2) зразок важкого бетону



Зразок 3

- 3) зразки штукатурки



Зразок 4



Зразок 5

Зразки 1 та 2 являють собою світло-сіру масу з темними включеннями. Тому з кожного зразка було взято матеріал з декількох світлих ділянок та матеріал темних включень. Матеріал світлих ділянок було подрібнено, змішано та спресовано у проби. Також були виготовлені проби з матеріалу темних включень обох зразків. Таким чином були отримані по дві проби з кожного зразка: 1) зразок 1 (світлий); 2) зразок 1 (темний); 3) зразок 2 (світлий); 4) зразок 2 (темний).

Зразок 3 являє собою світло-сіру масу з включеннями щебню (переважно гранітного). Тому було взято матеріал з декількох світлих ділянок і була виготовлена проба у спосіб згаданий вище.

Зразки 4 і 5 є гомогенними, тому від зразків були відрізані шматочки матеріалу, відшліфовані та прикріплені до тримача зразків.

Так як зразки є діелектричними, для стікання заряду проби кріпилися двома смужками струмопровідної липкої стрічки.

Методика експерименту

Дослідження виконувалися методом індукованої частинками рентгенівської емісії (particle induced X-ray emission (PIXE)). Перевагою методу є його висока чутливість. В режимі експрес аналізу, ним можна детектувати хімічні елементи з концентрацією 0,01 %, а при детальних дослідженнях цю величину можна довести до значень 0,0001% . Даним методом можна визначати концентрації елементів з порядковими номерами в межах від 11 до 94 (від натрію до плутонію). Метод реалізований на одному каналів Аналітичного прискорювального комплексу на базі компактного електростатичного прискорювача «Сокіл», Інституту прикладної фізики НАН України, м. Суми (рис.1) [3].

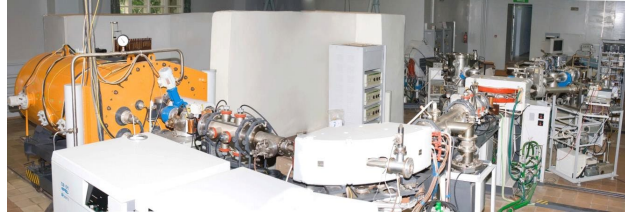


Рис. 1. Аналітичний прискорювальний комплекс на базі компактного електростатичного прискорювача «Сокіл», ІПФ НАН України, м. Суми.

Протонний пучок з енергією в 1 MeV (MeV) та струмом від 3 до 15 нА (nA), отриманий в прискорювачі, спрямовується в камеру розсіяння і проходячи через коліматорний отвір діаметром в 1 мм (mm) потрапляє на зразок, перпендикулярно до його поверхні (Рис. 2).

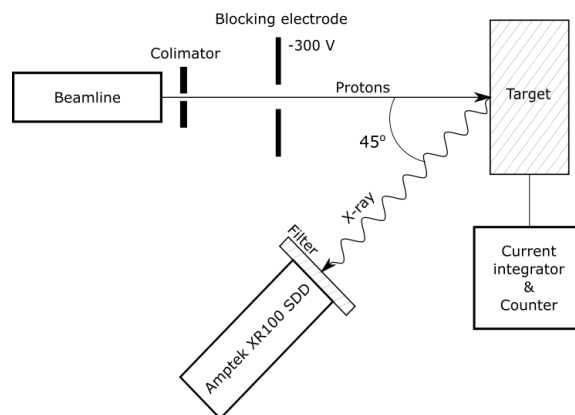


Рис. 2. Схематичне зображення PIXE аналізу.

Для блокування вторинних електронів використовується запірний електрод. Характеристичне рентгенівське випромінювання реєструється детектором Amptek XR100 – SDD, встановленим під кутом 45 градусів до нормалі від поверхні зразка. Фільтр використовується для поглинання високоінтенсивних низькоенергетичних ліній, які негативно впливають на мертвий час детектора, а відповідно і точність вимірювання. В якості фільтру використовується плівка поліетилентерефталату товщиною 45 мкм (um). Важливим параметром для кількісного PIXE аналізу є вимірювання накопиченого заряду на поверхні зразка. Заряд з поверхні передавався до інтегратору струму Ortec 439 Digital Current Integrator та лічильник Ortec 974A CCNIM Quad 100-MHz Counter/Timer. Для підвищення точності вимірювань елементного складу невідомих зразків був проведений аналіз зразків із відомим елементним складом, а саме еталонних зразків глини ISE 952 та річкової глини ISE 886.

Розрахунок концентрацій елементів із отриманих спектрів проводилося в програмному забезпеченні GUPIX.

Результати

Основними оксидами, які дозволяють ідентифікувати будівельні матеріали, є Al_2O_3 , SiO_2 , CaO , FeO , SO_3 .

Результати аналізу показують, що Зразок 1 складається з цементно-піщаної суміші. Темне включення в цьому зразку є звичайним ґрунтом (величини концентрацій оксидів характерні для ґрунту). Зразок 2 теж складається з цементно-піщаної суміші, причому майже однакового складу зі зразком 1. Включення в зразку 2 найвірогідніше є шлаком. Зразок 3 є цементно-піщаною сумішшю з великим вмістом саме цементу. Існує можливість, що в суміш додавали вапно (висока концентрація CaO).

Зразок 4 є зразком гіпсової штукатурки. Про це свідчить мала концентрація оксиду кремнію і високі концентрації оксидів кальцію та сірки.

З високою ймовірністю зразок 5 є цементно-вапняною сумішшю. Про це говорять значення концентрацій основних для таких сумішей оксидів: Al_2O_3 , SiO_2 , CaO , FeO .

Список використаних джерел

- [1] Instrumentation for PIXE and RBS. IAEA-TECDOC-1190. English. IAEA-TECDOC-1190. 83 pages.
- [2] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Nuclear Techniques for Cultural Heritage Research, IAEA Radiation Technology Series No. 2, IAEA, Vienna (2011).
- [3] Buhay, O.M., Drozdenko, A.A., Zakharets, M.I., Ignatev, I.G., Kramchenkov, A.B., Miroschnichenko, V.I., Ponomarev, A.G., Storizhko, V.E. (2015). Current Status of the IAP NASU Accelerator-Based Analytical Facility, Physics Procedia, 66, 166—176.

РОЗМІРНИЙ ЕФЕКТ ФАЗОВОЇ СТАБІЛЬНОСТІ НАНОДИСПЕРСНОГО ЗАЛІЗА ПІД ВПЛИВОМ РАДІАЦІЙНОГО ОПРОМІНЕННЯ І НАСИЧЕННЯ ДЕФЕКТАМИ

Білогородський Ю. С.¹, м.н.с.; Шірінян А. С.¹, д.ф.-м.н, доц., зав. лаб.;
Кріт О.М.¹, к.ф.-м.н, н.с.

¹ Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Радіаційне пошкодження матеріалів супроводжується утворенням дефектів. В реакторних металах можуть відбуватися рекристалізація, аморфізація або фазові перетворення. Ці процеси змінюють енергетичний стан матеріалу, що зумовлює потребу в дослідженні фазових рівноваг [1]. Перспективним є використання хімічної теорії швидкості для опису еволюції дефектів. Завдяки залежності процесів від розміру системи наномасштабні метали є важливими модельними об'єктами для детального дослідження, оскільки формування і стабілізація фази визначається не лише природою самої фази, а й границями зерен, густиною, джерелами і стоками радіаційно-індукованих дефектів.

Метою цієї роботи є дослідження впливу опромінення на еволюцію та накопичення радіаційно індукованих дефектів у нанокристалічному Fe з кубічною об'ємною центрованою структурою (ОЦК) і з кубічною гранецентрованою структурою (ГЦК) за допомогою використання теорії хімічної кінетики з нестационарними рівняннями для утворення і дифузії радіаційних дефектів та термодинамічного опису різних фазових станів [2-3].

У рамках теорії хімічної кінетики були визначені залежності концентрацій точкових дефектів від дози опромінення, температури та розміру наночастинок (зерна). Було встановлено, що існують ситуації, коли концентрація дефектів збільшується зі збільшенням розміру зерна (або частинки Fe), не залежить від розміру, є монотонною з максимумом або зменшується з оберненою залежністю від розміру [3]. Ця варіативність обумовлена

інтенсивністю взаємодій радіаційних дефектів на зовнішніх межах, рекомбінаціями всередині наночастинки (зерна), температурою, часом (дозою) та режимами опромінення.

У рамках термодинамічного опису вперше обґрунтовано нанорозмірний ефект радіаційної стійкості і визначено вплив опромінення на фазову стабільність нанокристалічного Fe і насичення дефектами [2]. Побудовано діаграми розмір-температура, розмір-енергія, для яких встановлено розмірно-залежні зони фазової стабільності ОЦК та ГЦК Fe, зони поліморфного фазового перетворення та впливу опромінення.

Список використаних джерел

[1] А. С. Шірінян, Ю. С. Білогородський, О. М. Кріт «Фазова стабільність сферичних наночастинок Fe під радіаційним насиченням вакансіями» Ядерна фізика та енергетика, 23 (4), Р. 255–262, 2022.

[2] A.S. Shirinyan, Yu.S. Bilogorodskyu. «Effect of radiation-induced vacancy saturation on the first-order phase transformation in nanoparticles: insights from a model» Beilstein Journal of Nanotechnology, 15, p. 1453–1472, 2024.

[3] Yu.S. Bilogorodskyu, A.S. Shirinyan, O.M. Krit «Influence of Irradiation on the Evolution of Radiation Defects in Nanocrystalline FCC Metals: The Case of Ni» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 563, 165674, 2025.

ВИБІР ОПТИМАЛЬНОГО МАТЕРІАЛУ ДЛЯ ВИГОТОВЛЕННЯ ДЕТАЛЕЙ БПЛА МЕТОДОМ 3D-ДРУКУ

Бондаренко В. Є., учениця; Мусієнко О.С., докт. філософії

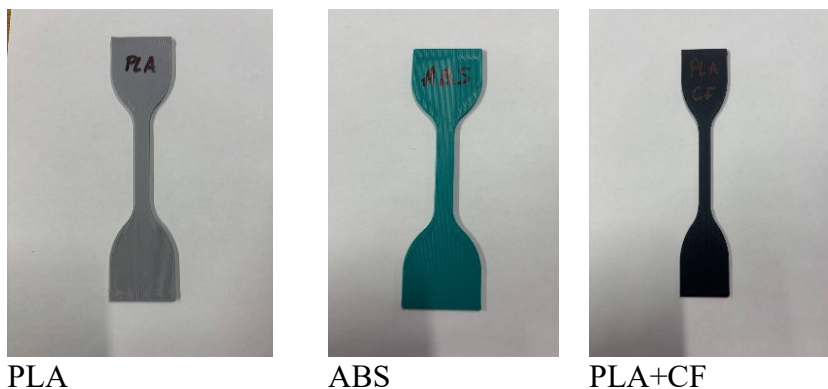
¹ *Києво-Печерський ліцей №171 «Лідер», Київ, Україна*

² *Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, Україна*

Сьогодні безпілотники активно використовуються у військових, цивільних і наукових галузях. Вони вирізняються високою ефективністю, маневреністю та є значно економічнішими у виробництві порівняно з класичною авіацією. У той же час одним із ключових напрямів розвитку залишається вдосконалення їхньої конструкції — зниження маси, підвищення міцності та вдосконалення технологій виготовлення.

Останнім часом адитивні технології все частіше почали використовуватись у виготовленні деталей БПЛА завдяки своїй гнучкості, економічності та можливості створення складних геометричних форм.

Для оцінки доцільності використання адитивних технологій у створенні компонентів безпілотних літальних апаратів було вирішено провести експериментальні випробування зразків матеріалів на розтяг. Зразки виготовлено методом FDM-друку з PLA, ABS і PLA+CF пластиків (Рис.1) [1].



PLA

ABS

PLA+CF

Рис. 1. Вигляд зразків після друку

Експериментальні випробування на розтяг зразків матеріалу виконувались на універсальній розривній машині TIRAtest-2151, яка забезпечує визначення характеристик міцності і деформації досліджуваних матеріалів з максимальним зусиллям.

Під час випробування проводився запис діаграм деформування, які зображені на рис.2.

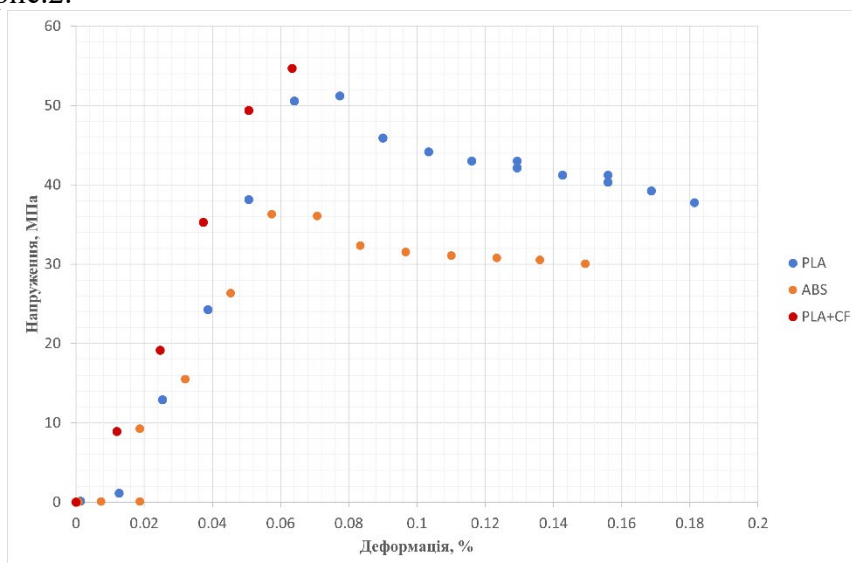


Рис. 2. Залежність «напруження – відносне видовження» при розтягу для матеріалу PLA

За результатами експериментальних випробувань на одноосовий розтяг були визначені ключові механічні характеристики досліджуваних полімерних матеріалів, зокрема модуль пружності та межа міцності при розтягуванні, що наведені у таблиці 1. Отримані дані свідчать про суттєві відмінності в механічній поведінці матеріалів.

Найвищу межу міцності зафіксовано для зразків з PLA+CF, що пояснюється наявністю вуглецевих волокон у складі матеріалу, які виконують функцію армувального наповнювача, підвищуючи опір руйнуванню. Матеріал PLA продемонстрував дещо нижчу, але порівнянну межу міцності — 51,19 МПа. У свою чергу, ABS показав найнижче значення, що вказує на його меншу здатність витримувати розтягувальні навантаження. Показники модулів пружності також варіювались: максимальне значення було для PLA, а найнижчий модуль пружності мав ABS.

Таблиця 1

Результати експериментальних випробувань зразків

Характеристика	PLA	ABS	PLA+CF
Модуль пружності, МПа	970,1	707,6	937,3
Межа міцності, МПа	51,19	36,29	54,67

Для створення конструкції крила (Рис.3.а) використовувався аеродинамічний профіль NACA, який забезпечує оптимальний баланс між підйомною силою та опором повітря. Для розрахунків одну частину крила жорстко фіксували і до площини прикладали силу 250Н (Рис.3.б).

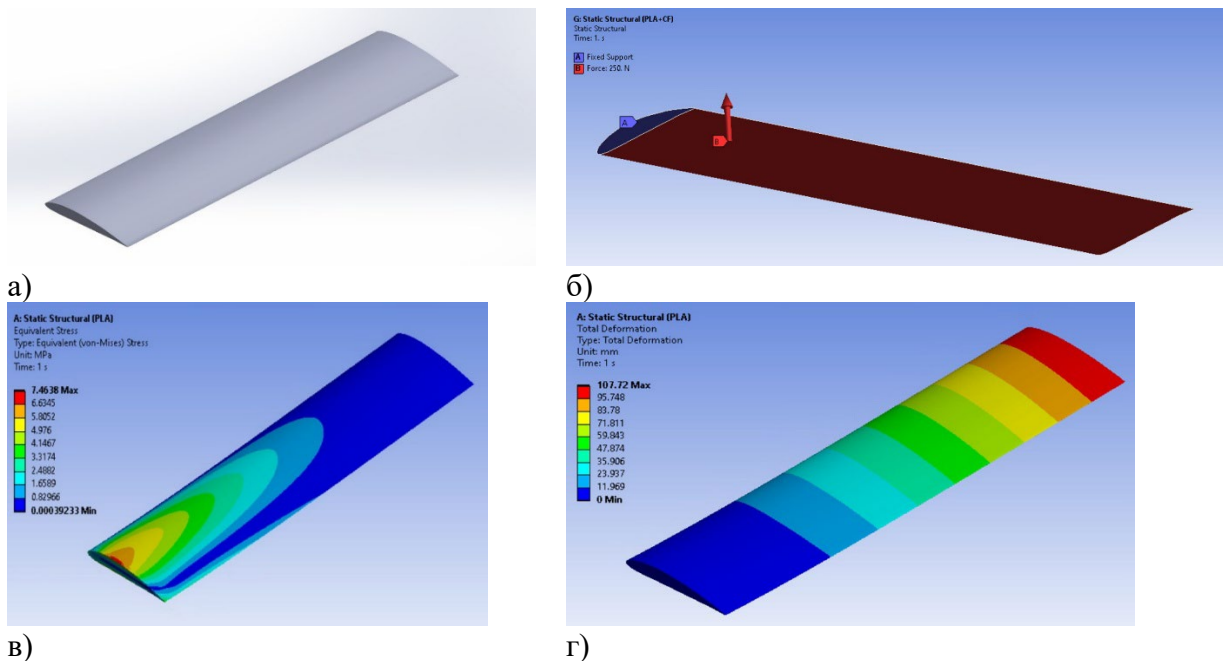


Рис. 3. Проведення чисельного моделювання, де а- загальний вид крила, б- схема прикладання навантаження, в- розподіл напружень для PLA, г- розподіл повних переміщень для PLA

Маємо, що для крила з PLA, ABS та PLA+CF напруження дорівнює 7,4638 МПа. (Рис.3в). З цього можна дійти до висновку, що розподіл напружень не залежить від матеріалу.

Результати чисельного моделювання показали, що найбільші переміщення були зафіксовані у зразках із матеріалу ABS і склали 147,79 мкм, тоді як найменші переміщення спостерігалися у зразках із PLA — 107,72 мкм (Рис.3г).

За результатами роботи встановлено, що адитивні технології мають значний потенціал для виготовлення деталей БПЛА, забезпечуючи економічність, високу точність і можливість створення конструкцій зі складною геометрією. Проведені експериментальні дослідження матеріалів PLA, ABS та PLA+CF підтвердили їх придатність для використання у конструкціях БПЛА, причому PLA+CF продемонстрував найкращі механічні властивості

Список використаних джерел

- [1] ДСТУ EN ISO 527-3:2017. Пластмаси. Визначення властивостей під час розтягування. Частина 3. Умови випробування для плівок і листів (EN ISO 527-3:1995; AC:2002, IDT; ISO 527-3:1995; Cor.1:2001, IDT).

ТЕОРЕТИЧНІ МОДЕЛІ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ШВИДКОСТІ АНІГІЛЯЦІЇ ПОЗИТРОНА В ПОРОЖНИНАХ МАТЕРІАЛІВ

Ворона М. І, м.н.с.; Лебедь О. А., д.ф.-м.н., с.д.
Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Анігіляція позитрону може відбуватися у різних умовах, залежно від розміру порожнин та електронної густини матеріалу. Основним механізмом є процес pick-off анігіляції, коли позитрон анігілює з електроном поверхні порожнини, скорочуючи час життя Ps. Для опису механізму анігіляції позитрону в матеріалах розроблено кілька теоретичних моделей. Вони поділяються на дві основні категорії:

- *Одночастинкові моделі* – розглядають позитроній як одну частинку, що рухається в потенціалі порожнини.
- *Двочастинкові моделі* – враховують взаємодію електрона та позитрона, дозволяючи оцінити контактну густину електронів.

Одночастинкові моделі

1. Модель Тао-Елдрупа (TE)

У 1972 році Тао запропонував модель [1], яка пов'язує типові розміри порожнини в матеріалі, що містить Ps, з часом життя цього атома. Кілька років по тому модель була модифікована Елдрупом та ін. [2], і стала однією з найпопулярніших одночастинкових моделей. Тао перетворив локалізацію Ps в межах сферичної порожнини радіусом R_c в обмеження в потенціальній ямі безкінечної глибини розміру $R_c + \Delta$.

$$\lambda_{po} = \lambda_0 \left[1 - \frac{R_c}{R_c + \Delta} + \frac{1}{2\pi} \sin \left(\frac{2\pi R_c}{R_c + \Delta} \right) \right]$$

Ця формула дає зв'язок між геометричними величинами R_c і Δ , що зазвичай невідомі, і швидкістю анігіляції, яку можна визначити експериментально.

2. Розширення моделі Тао-Елдрупа

У моделі Тао-Елдрупа вважається, що розпад Ps не залежить від хімічних властивостей матеріалу, а є суто геометричним питанням. Однак у хімічній спільноті та завдяки покращенню чутливості техніки ПАС виникло питання, чи не може Ps, затриманий у порожнині, дати інформацію не тільки про геометрію порожнини, а й про хімічні особливості середовища навколо Ps. Інші розширення моделі, запропоновані протягом років, включають введення додаткових параметрів, які необхідно визначити. Наприклад, в роботах [3-4] запропоновано модель потенціальної ями з кінцевою висотою U_0 , що усуває фізично нереалістичний безкінечний потенціальний бар'єр і дозволяє хвильовій функції Ps проникати через стінки порожнини, розширюючи її в матеріал, де відбувається процес pick-off. При цьому швидкість анігіляції визначається перекриттям позитронної та електронної густини за рахунок тунелювання через межі потенціальної ями в основний матеріал та всередину ями. В роботі [4] показано, що з ростом висоти або ширини потенціальної ями значення часу життя досить швидко зростає і в характерному діапазоні енергій на два порядки величини може перевищувати час життя позитрона в основному об'ємі матеріалу.

3. Класичне моделювання

Також існує класичне моделювання, запропоноване Вадою та Хіодо [5], яке дозволяє оцінити розміри порожнин, незалежно від їхньої форми. Вони вважають, що Ps (з кінцевим розміром) взаємодіє із стінками порожнини. Ця класична схема коректна, поки середній вільний пробіг Ps, між зіткненнями зі стінками отвору, набагато більші, ніж довжина хвилі де Бройля. Це моделювання може бути використане для оцінки швидкості розпаду Ps через процес pick-off у мезопористих матеріалах, де головною характеристикою є співвідношення об'єму до площі поверхні порожнини.

Ці моделі допомагають краще зрозуміти, як Ps взаємодіє з матеріалом, в якому він міститься, та як розпад Ps може залежати від геометрії порожнин і хімічних властивостей середовища.

Двочастинкові моделі

Однокорпускулярний підхід є надто спрощеним, оскільки позитроній складається з двох заряджених частинок, що взаємодіють між собою та з електронами матеріалу. Більш точний опис дають двочастинкові моделі, які враховують зв'язок між електроном і позитроном у позитронії, деформацію хвильової функції електрона позитронію під дією електронної густини матеріалу, обмінно-кореляційні ефекти між позитронієм і навколишніми електронами [5]. Розглянемо деякі прості двочастинкові моделі, які можна вирішити за допомогою варіаційного підходу.

Стиснута модель позитронію (Compressed Ps Model) — це спрощений підхід до опису поведінки позитронію під впливом обмежень у квантовій механіці. Позитроній — це гідрид, який складається з електрона та позитрона і має специфічні квантові властивості.

Модель пружин (The Springs Model) — це модель двох частинок, яку запропонували МакМаллен і Стотт, що дозволяє отримати точні розв'язки. У цій моделі взаємодії між позитроном і електроном в атомі позитронію описуються гармонічними потенціалами, що відповідають кожній частинці окремо.

Модель бульбашки (The Bubble Model) — це модель позитронію, що використовується для вивчення анігіляції позитронію, зокрема в рідинах. У цій моделі позитроній описується як двочастинковий атом, обмежений всередині бульбашки, створеної ним самим.

Формальна модель двочасткової системи для обмеження позитронію (Ps) в нанопористих матеріалах має на меті вирішити деякі проблеми та обмеження попередніх моделей для вивчення позитронію в нанопористих матеріалах. Хоча попередні моделі, що базуються на двочасткових підходах, зокрема теорія Томаса-Фермі, дали певні уявлення, вони часто не можуть вирішити дві основні проблеми. А саме, прогнозування спостережуваного зменшення щільності контакту та складність, оскільки деякі моделі потребують великих, специфічних для матеріалу обчислень, що знижує їх фізичну простоту та зрозумілість.

Для вирішення цих проблем автори [5] пропонують формальну двочасткову модель, яка базується на підході, подібному до ТЕ, і враховує хімічні властивості навколишнього матеріалу. Ця модель фокусується на потенціалі обмеження, який діє на частки Ps, особливо в нанопорах.

Однокорпускулярні моделі добре описують вплив геометрії порожнин, але не враховують взаємодію позитронію з електронами. Двочастинкові моделі враховують взаємодію позитронію з електронною густиною матеріалу, що краще узгоджується з експериментальними даними. Обмінні кореляції між електроном позитронію та навколишніми електронами суттєво впливають на швидкість анігіляції о-Ps. Таким чином, найточніший підхід включає геометричні, електронні та кореляційні ефекти одночасно.

Список використаних джерел

- [1] S.J. Tao, « Positronium annihilation in molecular substances» J. Chem, Phys., V. 56, p. 5499, 1972.
- [2] M. Eldrup, D. Lightbody, J. N. Sherwood, «The temperature dependence of positron lifetimes in solid pivalic acid» J. Chem., Phys., V. 63, p. 51, 1981.
- [3] D. Dutta, B.N. Ganguly, D. Gangopadhyay, T. Mukherjee, B. Dutta-Roy, «General trends of positronium pick-off annihilation in molecular substances» J. Phys. Condens. Matter 14, 7539, 2002.
- [4] М. І. Ворона, О. А. Лебедь, « Швидкість анігіляції позитронів у точкових дефектах реакторних матеріалів у модифікованій моделі Тао - Елдрупа», Ядерна фізика та енергетика, т. 24, ст. 113-121, 2023F.
- [5] Castelli, G. Consolati, «Modelling Annihilation Properties of Positronium Confined in Nanoporous Materials: A Review» Int. J. Mol. Sci., 25(7), 3692, 2024

ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ТЕХНОЛОГІЧНОЇ ПОШКОДЖУВАНOSTІ НА ЖОРСТКІСТЬ ДЕТАЛІ, ВИГОТОВЛЕНОЇ МЕТОДОМ 3D-ДРУКУ

Демешко Я. В., студент; Тимошенко О. В., к.т.н, доц. Мусієнко О. С, PhD, старший викладач.

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського» м. Київ, Україна

На сучасному етапі машинобудування використання 3D-друку спростило певні задачі, такі як виготовлення деталей машин, протезів та несучих елементів конструкцій. Даний метод дозволяє виготовляти тривимірні об'єкти складної форми, шляхом нанесення матеріалу шар за шаром, що робить його дуже економічним та популярним.

Надруковані деталі мають анізотропну структуру. Їх міцність залежить від параметрів друку, схеми укладки матеріалу та технологічної пошкоджуваності (відсотку заповнення), що є актуальним питанням при визначенні міцності та несучої здатності цих конструкцій.

Метою даної роботи є дослідження впливу технологічної пошкоджуваності на жорсткість деталі, що виготовлена методом 3D-друку.

Для визначення параметрів технологічної пошкоджуваності було вирішено проводити випробування на одноосовий розтяг. Зразки були надруковані на 3D-принтері з PLA пластику. Форма зразків вибрана згідно стандарту ДСТУ EN ISO 527-2:2018 [1]. Налаштування друку детально описані в роботі [2]. Детальний експерименту показано в роботі [3].

Для визначення впливу технологічної пошкоджуваності було обрано зміну переміщення в залежності від відсотку заповнення. Розрахунок переміщення деталі [4] проводився в програмному комплексі ANSYS Workbench. До деталі була прикладена стискаюча сила 1500Н. Під час моделювання розраховано переміщення для кожного ступеня заповнення. Після чого була визначена жорсткість за формулою:

$$c = \frac{P}{\Delta l},$$

де c – жорсткість деталі, P – прикладена сила, Δl – переміщення в певній точці. Всі отримані результати чисельного моделювання та розрахунків наведено в таблиці 2

Виходячи з отриманих результатів, бачимо, що при зменшенні відсотку заповнення з 100% до 20% маємо збільшення переміщення на 43%, з 7.18 мм до 10.31 мм. Жорсткість деталі зменшується на 30%, з 208.91 Н/мм до 145.49 Н/мм. За отриманими результатами побудовано графік залежності жорсткості від відсотку заповнення (рис. 1).

Таблиця 2

Вплив відсотку заповнення на переміщення та жорсткість

Заповнення, %	Переміщення, мм	Жорсткість Н/мм
100	7.18	208.91
80	7.73	194.05
60	8.93	167.97
40	9.46	158.56
20	10.31	145.49

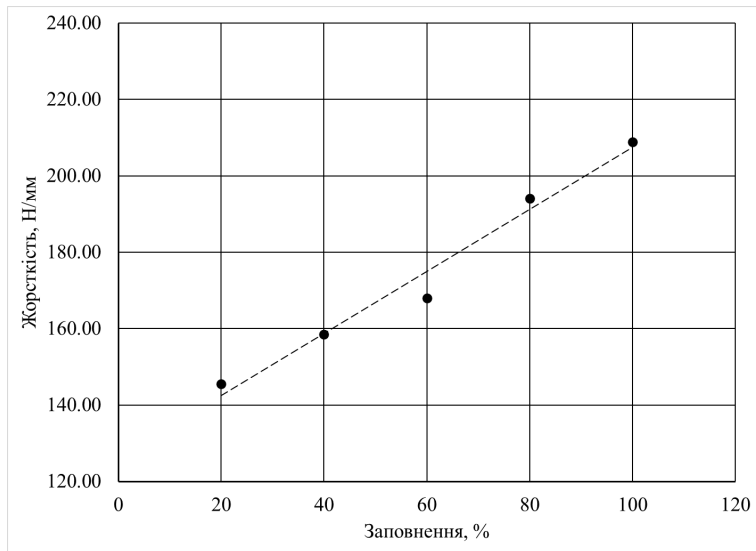


Рис. 1. Залежність жорсткості від відсотку заповнення для деталі виготовленої методом 3D-друку

З результатів дослідження можна зробити наступні висновки:

1. зі зменшенням відсотку заповнення з 100% до 20% спостерігається зростання деформівності деталі по лінійному закону;
2. зменшення відсотку заповнення з 100% до 20% знижує жорсткість деталі на 30%, що свідчить про зниження несучої здатності;
3. встановлено, що відсоток заповнення суттєво впливає на механічні характеристики виробів надрукованих методом

Запропонований в роботі підхід дозволяє ефективно оцінити жорсткість деталей виготовлених методом 3D-друку з різним відсотком заповнення.

Список використаних джерел

- [1] ДСТУ EN ISO 527-3:2017. Пластмаси. Визначення властивостей під час розтягування. Частина 3. Умови випробування для плівок і листів (EN ISO 527-3:1995; AC:2002, IDT; ISO 527-3:1995; Cor.1:2001, IDT).
- [2] О. В. Тимошенко, О. С. Мусієнко, and Я. В. Демешко, "Технологічна пошкоджуваність конструкцій виготовлених методом 3D-друку", Центральнотукаїнський науковий вісник. Технічні науки, vol. 42, pp. 101–107, 2025. [Online]. Available: [https://doi.org/10.32515/2664-262X.2025.11\(42\).1.101-107](https://doi.org/10.32515/2664-262X.2025.11(42).1.101-107)
- [3] О. В. Тимошенко, О. С. Мусієнко, and Я. В. Демешко, "Вплив структури заповнення на міцність PLA-пластику при 3D-друці", in Прогресивна техніка, технологія та інженерна освіта, Київ, 2024, pp. 60–62.
- [4] О. В. Тимошенко, О. С. Мусієнко, Я. В. Демешко, and Р. Д. Сроднікова, "Проведення топологічної оптимізації деталі в середовищі ANSYS", in Сучасні технології промислового комплексу – 2024, Херсон - Хмельницький: ФОП Вишемирський В.С., 2024, pp. 203–204.

РОЗРОБКА МОДЕРНІЗОВАНОЇ СХЕМИ СТАБІЛІЗАЦІЇ ВИСОКОЇ НАПРУГИ НА ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОМУ ПРИСКОРЮВАЧІ “СОКІЛ”

Дудник А.Б.¹, н.с.; Нагорний Д.А.¹, к.ф.-м.н., н.с., Пхенда В.М.¹, гол.інж.

¹Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

В Інституті прикладної фізики НАН України було створено мікроаналітичний комплекс на базі компактного електростатичного прискорювача (ЕСП) іонів “Сокіл” з напругою $U_{c0} \leq 2$ МВ [1]. Важливим недоліком даного ЕСП є достатньо велика відносна часова нестабільність $S(t) = \Delta U_c(t)/U_{c0} \approx 10^{-3}$ високої напруги на кондукторі (ВНК). Така нестабільність суттєво погіршує якість мікроаналітичного комплексу в цілому, тому виникає задача зменшення цього параметру.

У 2024 році було розроблено модернізовану схему стабілізації ВНК для ЕСП “Сокіл”, наведену на Рис. 1, за допомогою якої передбачається суттєво зменшити вплив головних джерел нестабільності $S(t)$:

1) вібрацій високовольтної колони (МВБК), викликаних механічними вібраціями системи заряджання стрічки ЕСП;

2) часових флуктуацій струму заряду кондуктора ЕСП, який знімається з зарядної стрічки.

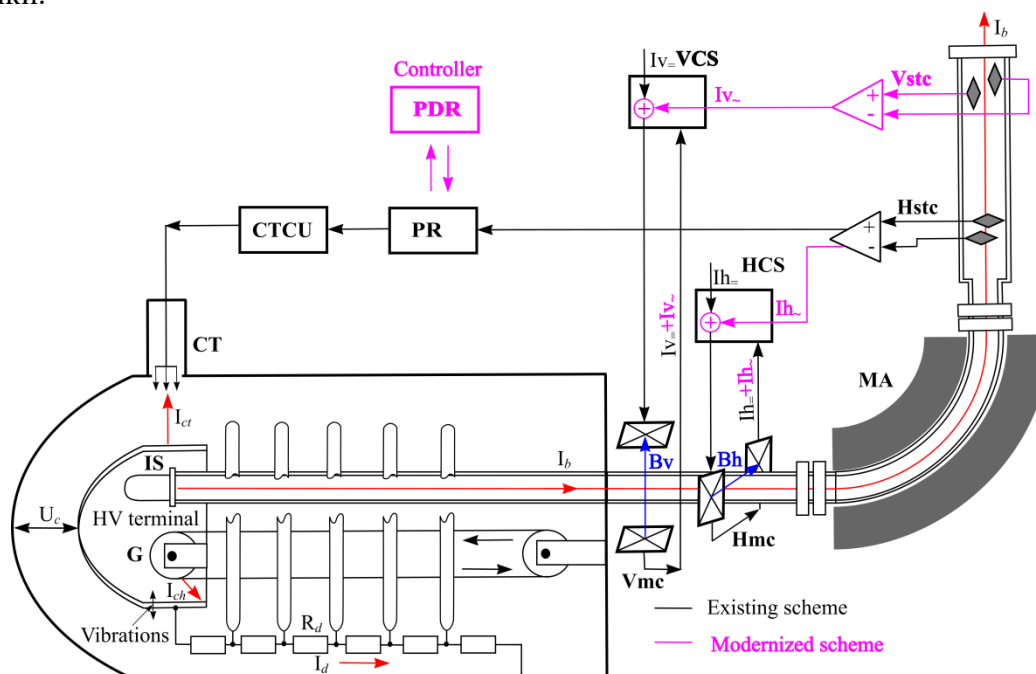


Рис.1. Модернізована (спрощена) структурна схема ЕСП: IS – джерело іонів (Ions Source); G – генератор живлення кондуктора; CT – коронуючий триод; CTCU – блок керування коронуючим триодом (Corona Triode Control Unit); PDR – модернізований пропорційно - диференціальний регулятор; PR – пропорційний регулятор; Vmc – вертикальний магнітний коректор (Vertical magnetic corrector); Hmc – горизонтальний магнітний коректор (Horizontal magnetic corrector); VCS – джерело току Vmc (Vertical Current Source); HCS – джерело току Hmc (Horizontal Current Source); Vstc – вертикальний щілинний коліматор (Vertical slit-type collimator); Hstc – горизонтальний щілинний коліматор (Horizontal slit-type collimator); MA – аналізуючий магніт (Magnetic Analyzer).

Для зменшення впливу МВБК було розроблено електричну схему, яка включає до себе коліматорні датчики горизонтального та вертикального відхилення пучка іонів. Ці датчики реєструють просторові часові відхилення пучка іонів від оптичної осі пучка, та далі, керують у протифазі змінними струмами горизонтального та вертикального магнітних

коректорів, встановлених на виході з ЕСП. Очікується, що дана схема суттєво зменшить просторові часові відхилення пучка іонів від оптичної вісі ЕСП, за аналогією з роботою [2].

Також, у модернізованій схемі стабілізації (PDR на Рис. 1), в коло зворотного зв'язку, окрім існуючого пропорційного кола керування СТ (PR на Рис. 1), для компенсації впливу змінного струму ємності кондуктора ЕСП на ВНК, було додано негативне коло диференційного керування з фазовою корекцією. Результати модернізації були змодельовані та перевірені обчислювальним експериментом для синтезованої схеми зворотного зв'язку, побудованою подібно методиці, описаної в роботі [3]. Тут досліджувався вплив флуктуацій струму стрічки $I_{ch}(t)$, що знімається на кондуктор ЕСП, на флуктуації напруги на кондукторі $U_c(t)$, де t – час. Цей вплив розраховувався у частотній області, тобто для процесу, що встановився. У цьому випадку флуктуації $I_{ch}(t)$ моделі на одній частоті f мали вигляд синусоїди $I_{ch}(t) = r \cdot I_{ch} \cdot \sin(2\pi ft)$, де I_{ch} – постійний струм що знімається на кондуктор зі стрічки, r – коефіцієнт, який визначає амплітуду синусоїдальної флуктуації. Розрахунки виконувалися у діапазоні частот $f = 0,1 - 1000$ Гц, для кожної частоти значення r дорівнювало 0,01, що є близьким до експериментального. В результаті була знайдена частотна залежність $U_c(f)$, для якої відносна частотна нестабільність напруги на кондукторі ЕСП розраховувалася як

$$S(f) = 2 \cdot U_c(f) / U_{c0}, \quad (1)$$

де U_{c0} – постійна напруга на кондукторі ЕСП.

На Рис. 2. наведено порівняльні результати розрахунків значень $S(f)$ для різних типів зворотного зв'язку, включаючи відсутність останнього.

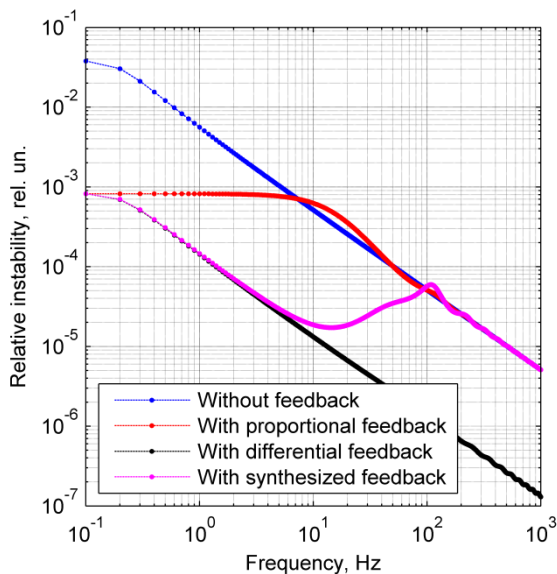


Рис.2. Частотна залежність $U_c(f)$ для різних типів зворотного зв'язку.

Схема PDR була розроблена, виготовлена та запрограмована на базі швидкісного мікроконтролера STM32G431RB, який дозволяє керувати коронуючим тріодом в реальному часі. Для адаптивного керування зворотним зв'язком також було розроблено програму керування мікроконтролером з боку персонального комп'ютера, який забезпечує необхідний контроль якості керування та документування реєстрацій. В даний час отримані перші реєстрації сигналів зі щільного підсилювача ЕСП. Також розроблені та виготовлені основні блоки компенсації впливу MBVK.

Очікується, що модернізована схема стабілізації забезпечить нестабільність ВНК ЕСП на рівні $S(f) \leq 10^{-4}$.

Список використаних джерел

- [1] V.E. Storizhko, A.G. Ponomarev, et al. The Sumy scanning nuclear microprobe: Design features and first tests. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B 260, (2007), pp. 49–54.
- [2] R.B. Brown, P.D. Bourland, D. Powers. An automatic beam positioning system for low energy ion beams. // Nuclear Instruments and Methods, 72, 1969, pp. 217-219.
- [3] A. Vermeer, B.A. Strasters. The corona stabilization system of a Van de Graaf generator. // Nuclear Instruments and Methods, 157, 1978, 427-440.

ВТРАТИ ЕНЕРГІЇ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ В ЕЛЕКТРОННІЙ ПЛАЗМІ З ВРАХУВАННЯМ РОЗКИДУ ЗА ШВИДКОСТЯМИ

Дяченко М. М., к.ф.-м.н., с.н.с.; Новак О. П., к.ф.-м.н., с.н.с.; Холодов Р. І., д.ф.-м.н.,
чл.-кор. НАН України

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

У дослідженнях на сучасних колайдерах заряджених частинок для підвищення числа досліджуваних подій необхідно застосовувати пучки з високими характеристиками, зокрема, з великою яскравістю та малим розкидом за швидкостями. Це можна досягти за допомогою методів охолодження пучків заряджених частинок. Найвідоміший з них є метод електронного охолодження, принцип якого оснований на зіткненні швидких заряджених частинок з холодним електронним пучком, в результаті чого зменшується розкид частинок за швидкостями. Хоча даний метод широко використовується у прискорювальній техніці для охолодження пучків заряджених частинок існує ряд питань, які потребують детального теоретичного дослідження, а саме врахування залежності втрат енергії заряджених частинок від знаку заряду, від температури електронного пучка та його розподілу за швидкостями та інше. Слід зазначити, що зазначені проблеми ще не мають повного теоретичного опису. Наприклад, для пояснення відмінностей втрат енергії протонів та антипротонів в рамках теорії парних зіткнень використовується феноменологічний метод, який потребує введення додаткових феноменологічних параметрів. Слід також відмітити, що ефект відмінності охолодження протонів та антипротонів буде актуальним для експериментів в мега-проекті FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research), де будуть досліджуватись зіткнення пучків антипротонів [2].

В даній роботі досліджено гальмування швидкої зарядженої частинки в нехолодній електронній плазмі. Для моделювання даного процесу було застосовано метод Particle-In-Cell (PIC). У досліджуваній системі використано такі параметри: як одиницю швидкості обрано теплову швидкість електронів, часу - обернену плазмову частоту, довжини - радіус Дебая. Довжина області моделювання становила $L=1000$, кількість комірок - 2000, часовий крок - 0,1, кількість частинок у кожній комірі - 10. Граничні умови були задані як періодичні.

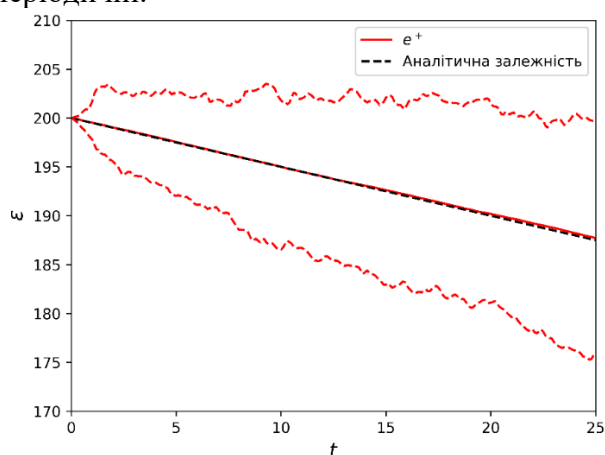


Рис. 1. Залежність усередненої енергії зовнішнього позитрона (суцільна лінія) з початковою швидкістю $V = 20 v_{Te}$ від часу (штрихова лінія показує максимальне і мінімальне відхилення)

В результаті моделювання були отримані залежності енергії різнойменно заряджених частинок від часу для різних значень швидкості зовнішньої частинки. Показано, що для випадку швидких частинок отримані залежності добре узгоджуються з аналітичними виразами для великих швидкостей в порівнянні з тепловою швидкістю електронів. На рисунку 1 показано результати моделювання для позитрона з початковою швидкістю $V = 20 v_{Te}$. З нього видно, що залежність енергії від часу корелює з аналітичною. Натомість для випадку 5 теплових швидкостей (рис. 2) спостерігається суттєве відхилення. Також проведено порівняння втрат енергії електрона та позитрона (рис. 3) і показано,

що немає відмінності в гальмуванні за рахунок колективних ефектів, що свідчить про природу різниці втрат енергії різнойменно заряджених частинок за рахунок близьких зіткнень.

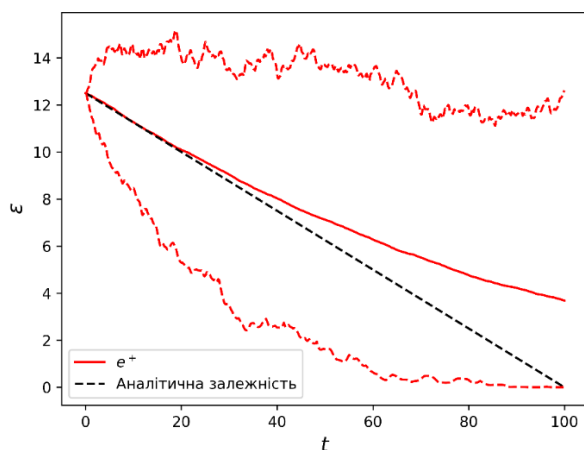


Рис. 2. Залежність усередненої енергії зовнішнього позитрона з початковою швидкістю $V = 5 v_{Te}$ від часу

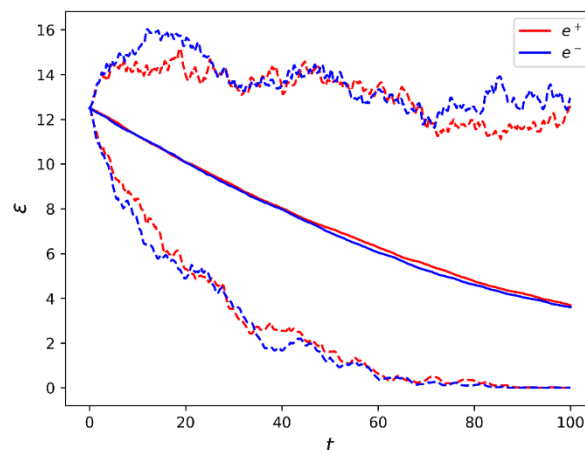


Рис. 3. Порівняння залежності енергії електрона та позитрона від часу, коли їх початкова швидкість $V = 5 v_{Te}$

Список використаних джерел

- [1] A.H. Sorensen, E. Bonderup, "Electron cooling" *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research*, vol. 215, no. 1-2, pp. 27–54.
- [2] "HESR Electron Cooler Design study. Technical report" The Svedberg Laboratory, Uppsala University. 2009.

ЗАСТОСУВАННЯ МЕТОДУ МАТРИЦАНТІВ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ІОННО-ОПТИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОЇ КВАДРУПОЛЬНОЇ ЛІНЗИ В СКЛАДІ КОМПАКТНОГО СКАНУЮЧОГО ЯДЕРНОГО МІКРОЗОНДУ

Журакулов В. В., аспірант; Положій Г. Є., д.ф., м.н.с; Пономарьов О. Г., д.ф.-м.н., зав. відділу.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Ядерний скануючий мікрозонд є одним із каналів аналітичних комплексів на основі електростатичних прискорювачів. В даний час мікрозонд широко використовується для локального неруйнівного мікроаналізу зразків різного походження [1] і протонно-променевої літографії при виготовленні високоякісних 3D мікро- і наноструктур з високим аспектним відношенням. Класична схема сучасного мікрозонда включає об'єктний та апертурний коліматори, розташовані на відстані 3...6 м, скануючу систему і фокусуючу систему, що складається з мультиплету магнітних або електростатичних квадрупольних лінз [1,2]. Вся довжина мікрозонда від об'єктного коліматора до мішені становить 4...9 м. Коліматори формують фазовий об'єм пучка зі струмом від ~ 1 фА до ~ 1 нА, який фокусується на мішені в пляму з розмірами від кількох десятків нанометрів до одного мікрметра. Пучок на вході в мікрозонд створюється електростатичним прискорювачем загального призначення і після аналізуючого магніту струм виділеного сорту іонів становить ~ 10 мкА. Варто відзначити, що прискорювач не бере безпосередньої участі в процесі формування мікрозонда, так само очевидно неефективне використання вихідного струму пучка.

В Інституті прикладної фізики НАН України розробляється концепція компактного ядерного мікрозонду на базі імерсійної зондоформуючої системи [3-5], що дозволить значно скоротити розміри мікрозондової установки і покращити її роздільну здатність. Іонно-оптична схема такої зондоформуючої системи включає (по ходу пучка іонів) дублет електростатичних квадрупольних лінз (ДЕКЛ), прискорювальну трубку, кутову апертуру, сканер та дублет магнітних квадрупольних лінз фінального фокусування пучка. Іонно-оптичні властивості прискорювальної трубки та магнітної квадрупольної лінзи до третього

порядку включно із застосуванням методу матрицантів були визначені раніше [4-6]. Включення ДЕKL у процес зондоформування дозволить збалансувати коефіцієнти зменшення в обох поперечних напрямках. Так як передбачається, що ДЕKL розташовується перед прискорювальною трубкою, то таке розташування знаходиться під високим потенціалом, це в свою чергу визначає вимоги малих витрат споживаної потужності для живлення дублету на відміну від магнітних квадрупольних лінз. Так само конструкція ДЕKL є кращою внаслідок малої енергії пучка в цій області. Для моделювання оптики такої іммерсійної зондоформуючої системи у цій роботі розглянуто побудову матрицанту електростатичної квадрупольної лінзи до третього порядку з метою визначення фізичних та геометричних параметрів іонно-оптичних елементів системи. Основи методу матрицантів розглянуті в роботах [7,8], які ґрунтуються на диференціальній алгебрі та матричному методі вирішення систем лінійних звичайних диференціальних рівнянь.

Висновки

На підставі введення поняття простору траєктор-них фазових моментів отримано систему лінійних звичайних диференціальних рівнянь, що апроксимує вихідні нелінійні диференціальні рівняння руху за-рядженої частинки в полі електростатичної квадрупольної лінзи з третім порядком за траєкторними фазовими координатами. Отримана система диференціальних рівнянь розв'язується матричним методом, за рахунок введення поняття матрицанта. Для прямо-кутної моделі поздовжнього розподілу електричного поля у квадрупольній лінзі отримано матрицант, який визначає іонно-оптичні властивості лінзи третього порядку. З урахуванням того, що раніше отримано матрицанти електростатичної прискорювальної структури (прискорювальної трубки) і магнітної квадрупольної лінзи, створюється можливість проводити моделювання руху пучка іонів у компактному ядерному мікрозонді з метою визначення геометричних і фізичних параметрів іммерсійної зондоформуючої системи.

Подяка

Дана робота виконана в межах проекту «Дослідження фізичних процесів формування пучків іонів в компактному ядерному мікрозонді на базі іммерсійної зондоформуючої системи» реєстраційний №0125U000174 за Пріоритетним тематичним напрямком наукових досліджень і науково-технічних розробок в Україні «Фундаментальні проблеми фізики, астрофізики, матеріалознавства, атомної енергетики та радіаційної безпеки».

Список використаних джерел

- [1] A. G. Ponomarev, S.V. Kolinko, V.A. Rebrov, D.V. Magilin, I.H. Ihnatiev, V.I. Voznyi, V.F. Salivon. Performance and application of scanning nuclear microprobe at the Institute of applied physics of National academy of sciences of Ukraine // Nucl. Phys. at. Energy. 2024, Vol. 25, p. 289-297.
- [2] I. Rajta, G.U.L. Nagy, I. Vajda, S.Z. Szilasi, G.W. Grime, F. Watt, First resolution test results of the Atomki nuclear nanoprobe // Nucl. Instr. And Meth. B. 2019. Vol. 449. p. 94-98.
- [3] V. E. Storizhko, A.G. Ponomarev, V.I. Miroshnichenko, Patent of Ukraine, UA 67341A, G01N23/00, 2003038121 (15.06.2004 Bulletin N6).
- [4] I. G. Ignat'ev, D.V. Magilin, V.I. Miroshnichenko, A.G. Ponomarev, V.E. Storizhko, B. Sulkio-Cleff, Immersion probe-forming system as a way to the compact design of nuclear microprobe // Nucl. Instr. And Meth. B. 2005. Vol. 231. p. 94-100.
- [5] D. Magilin, A. Ponomarev, V. Rebrov, A. Ponomarev, High-voltage scanning ion microscope: Beam optics and design // Nucl. Instr. And Meth. B. 2015. Vol. 350. p. 32-35.
- [6] A. G. Ponomarev, S.V. Kolinko, H.E. Polozhii, V.A. Rebrov, High demagnification probe-forming systems with spherical aberration correction for a nuclear microprobe // Nucl. Instr. And Meth. B. 2023. Vol. 543. p. 165102(pp. 9).
- [7] A. Dymnikov, R. Hellborg, Matrix theory of the motion of a charged particle beam in curvilinear space-time Part I. General theory// Nucl. Instr. And Meth. A. 1993. V. 330. p. 323-342.
- [8] A. Dymnikov, R. Hellborg, Matrix theory of the motion of a charged-particle beam in curvilinear space-time Part II . Nonlinear theory. Formulae and algorithms// Nucl. Instr. And Meth. A. 1993. Vol. 330. p. 343-362.

РОЗВИТОК НАВИЧОК САМОПРЕЗЕНТАЦІЇ УЧНІВ СТАРШОЇ ШКОЛИ НА УРОКАХ ФІЗИКИ

Завражна О. М., к.ф.-м.н., доцент, викладач

*Відокремлений структурний підрозділ «Машинобудівний фаховий коледж СумДУ», Суми,
Україна*

У сучасному освітньому просторі велика увага приділяється формуванню ключових компетентностей, серед яких важливе місце займає вміння учнів презентувати себе, свої знання та ідеї [1]. Це особливо актуально у старших класах, коли формується особистісна зрілість. У сучасному світі знання — це не лише те, що учень вивчив, а й те, як він уміє їх донести. Випускники мають бути готовими до публічних виступів, самопрезентації на співбесідах, конкурсах, захисті проєктів [2].

Термін «самопрезентація» (англ. self-presentation) використовується у наукових працях з психології, педагогіки, лінгвістики, менеджменту, маркетингу. У широкому значенні це поняття можна трактувати так, що вся комунікативна діяльність людини (вербальна та невербальна), є її самопрезентацією. Під самопрезентацією ми розуміємо комплекс усвідомлених процесів (технік), вкладених у формування у комуніканта позитивного образу комунікатора. Компетенцію самопрезентації можна визначити як здатність вибрати та реалізувати потрібну техніку формування та трансляції власного позитивного образу у конкретній комунікативній ситуації.

Фізика як наука дає не лише зміст, а й контекст для розвитку мовлення, аргументації та творчого мислення, сприяє розвитку комунікативної компетентності, критичного мислення, впевненості у собі, умінню структурувати інформацію та подати її в доступній формі. Важливо пояснити учням, навіщо їм ця навичка в реальному житті — наприклад, під час участі в олімпіадах, конкурсах МАН, виступів на конференціях [3, 4], вступу до ЗВО.

Саме уроки фізики надають чудові можливості для:

- ✓ підготовки мініпроєктів та дослідницьких презентацій («Моя модель вічного двигуна» (з гумором або критичним мисленням), «10 фактів про лазери, які тебе здивували»; вчитель повинен акцентувати увагу учнів на простій схемі побудови виступу: вступ — ідея — пояснення — приклади — висновок).
- ✓ участі в дебатах з приводу наукових питань (рольова гра «епоха Ісаака Ньютона» — дебати щодо його ідей);
- ✓ використання STEM-методик, що поєднують технічну творчість і публічні виступи (з використанням Arduino, симуляторів, де учні презентують результат).

Для розвитку самопрезентації доцільно використовувати:

- мікрОВиступи (1–2 хвилини на тему, вивчену на уроці, або наукову новину тижня); індивідуальні та групові презентації про фізичні явища (стенд-ап фізика: учень пояснює явище з ноткою гумору; «фізика в житті»-презентації про фізичні явища у спорті, музиці, кухні; групові презентації з чітким розподілом ролей: один учень презентує, інші — підтримують.);
- рольові ігри («учень — науковець», «учень — викладач»);
- захист проєктів або лабораторних досліджень;

Сучасні цифрові інструменти (PowerPoint, Prezi, Canva, відеомонтаж (CapCut, Clipchamp)) дають змогу подати досвід, знання, думки більш ефективно.

Вчитель повинен навчити учнів користуватись структурою презентації: титульний слайд — план — основна частина — візуалізація — висновки — джерела.

При оцінюванні самопрезентації важливо створити доброзичливу атмосферу та надавати учням зворотний зв'язок, що мотивує до вдосконалення.

Важливо оцінювати не лише зміст та структуру виступу, а й:

- виразність, чіткість, тем, дикція, логічність мовлення;
- впевненість, контакт із аудиторією;

- використання візуалів;
- оригінальність подачі.

На заняттях також доцільно залучати самооцінювання та взаємооцінювання — учні навчаються дивитись критично не лише на інших, а й на себе.

Важливим є те, що учитель фізики виступає як наставник і фасилітатор, модератор, який підтримує учнів, створює атмосферу довіри, підтримує учня незалежно від рівня його вміння, коригує, але не критикує, сприяє розвитку їхнього інтересу до науки та самовираження своїм прикладом, тобто сам проводить короткі презентації та цікаво розповідає [5,6].

Формування навичок самопрезентації в учнів старшої школи на уроках фізики є важливим компонентом формування їхньої комунікативної компетентності та критичного мислення, залучення методів проєктної діяльності [7], інтерактивних технологій та медіаосвіти сприяє не лише глибшому засвоєнню фізичних знань, а й підготовці учнів до НМТ, публічних виступів, майбутнього професійного життя. Учні, які вміють презентувати себе, відчують себе успішними і почутими.

Список використаних джерел

- [1] Закон України «Про освіту» від 5 вересня 2017 року №2145-VIII. URL: <https://zakon.rada.gov.ua/laws/show/2145-19#Text> (дата звернення: 08.04.2025)
- [2] Мисліцька Н.А., Заболотний В.Ф. Формування комунікативної компетентності здобувачів освіти під час навчання фізики// Науковий журнал «Молодий вчений» № 1.1 (125.1) січень 2024 р. С.56-60. <https://doi.org/10.32839/2304-5809/2024-1.1-125.1-14>
- [3] Формування предметних компетентностей у здобувачів освіти засобами хмарноорієнтованих технологій, мультимедійних додатків та сервісів: колективна монографія / за ред. В.Ф. Заболотного. Вінниця, ТОВ «НІЛАН-ЛТД», 2025. 252 с. DOI: [https://doi.org/10.31652/378.147.091.33:004:\[52/53:005.336.2\]-1-252](https://doi.org/10.31652/378.147.091.33:004:[52/53:005.336.2]-1-252)
- [4] Мартинюк О.С., Мирончук Г.Л., Стецюк О.Б. Розвиток дослідницьких умінь учнів на уроках фізики як спосіб реалізації STEM-освіти// «Наукові записки. Серія: Педагогічні науки» № 208 (2023). С.37-43. <https://doi.org/10.36550/2415-7988-2023-1-208-37-43>
- [5] Демкова В., Мисліцька Н., Заболотний В. «Генеративний штучний інтелект для створення візуального освітнього контенту у викладанні фізики». *Штучний інтелект у науці та освіті (AISE 2024): збірник матеріалів міжнародної наукової конференції*, Київ, 1–2 березня 2024 р., с. 61–63.
- [6] Мисліцька Н., Заболотний В., Демкова В. «Використання ШІ для реалізації технології перевернутого навчання під час вивчення фізики». *Цифрова компетентність вчителя НУШ 2024: інновації в умовах змін: збірник матеріалів Міжнародної науково-практичної конференції*, 21 березня 2024 р., Київ; Інститут цифровізації освіти НАПН України.
- [7] Войтків Г. В. «Дослідницька діяльність як спосіб підвищення концептуального розуміння навчального матеріалу з фізики». *Матеріали XIV Міжнародної науково-практичної інтернет-конференції «Проблеми та інновації в природничо-математичній, технологічній і професійній освіті»*, 20–30 листопада 2022 р., с. 47.

ПРИСКОРЮВАЛЬНА ТРУБКА З КОМПРЕСІЙНОЮ ГЕОМЕТРІЄЮ

Ігнат'єв І. Г., к.ф.-м.н., с.н.с., с.н.с.; Колінько С. В., к.ф.-м.н, с.н.с.; Пономарьов О. Г., д.ф.-м.н., проф., зав. від.; Ребров В. А., к.ф.-м.н, с.н.с.; Саливон В. Ф., пров. інж.
Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

На даний час в Інституті прикладної фізики НАН України ведуться роботи з розробки та створення компактного ядерного мікрозонду на базі електростатичного прискорювача (ЕСП) на напругу до 100 кВ [1-5].

У роботі [2] представлено концептуальний проект електростатичного прискорювача (ЕСП) на напругу до 100 кВ.

Для отримання пучка протонів в даному ЕСП використовується прискорювальна трубка (ПТ) виробництва фірми NEC (США).

У роботі розглянуто (за допомогою траєкторного аналізу) пригнічення електронних лавин ПТ.

Іонно-оптична схема. На рис. 1 представлена іонно-оптична схема (ІОС) ПТ. На відміну від фізичної схеми (прискорення іонів H^+ від потенціалу $U = U_0$, $U_0 = 100$ кВ) до $U = 0$) в ІОС прискорюються "іони H^- " від потенціалу $U = 0$ до $U = U_0$.

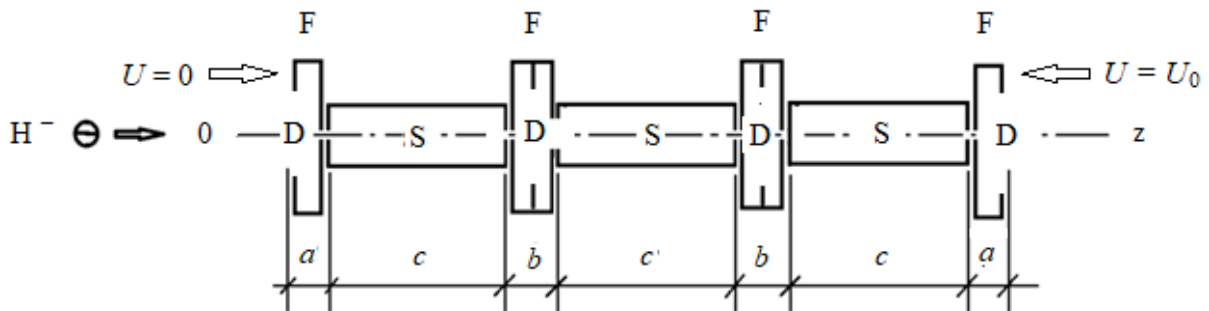


Рис. 1. Елементи іонно-оптичної схеми ПТ: S – секції ПТ (прискорювальні проміжки), F – фланці, D – діафрагми; $a = 15$ мм, $b = 55$ мм, $c = 145$ мм.

Розрахунок електростатичного поля осі ПТ і траєкторій електронів проводився за допомогою чисельного коду, що реалізує метод інтегральних рівнянь і метод матриціантів, навщо визначалися потенціал та його чотири похідні на оптичній осі Oz ПТ.

Пригнічення електронних лавин. У цій ПТ для пригнічення електронних лавин не використовуються поперечні електричні та магнітні поля [6,7]. Застосовується компресійний метод, запропонований і розроблений Хербом для прискорювачів NEC [6]. ПТ складається з коротких секцій S з'єднаних між собою фланцями F (рис. 1). У середині фланців потенціал U не змінюється, тому напруженість електричного поля $-dU/dz$ періодично змінюється від максимуму у середині кожної секції S до мінімуму області фланцевого з'єднання F.

Завдяки конструкції електродів (рис. 2) іони, що рухаються вздовж оптичної осі Oz не відхиляються, а вторинні і розсіяні електрони, в основному, осаджуються на електродах. При цьому можуть бути досягнуті високі градієнти електричного поля (до 2 МВ/м), якщо вакуум досить високий (порядку 10^{-5} Па).

Висновки

1. Прискорювальна трубка з компресійною геометрією високовольтних структур дозволяє забезпечити досить високий рівень придушення електронного навантаження (Рис. 2).

2. Градієнт електричного поля при тиску залишкового газу близько 10^{-5} Па може становити 2 МВ/м. Робоча напруга триплету секцій ПТ при цьому становитиме 1 МВ.

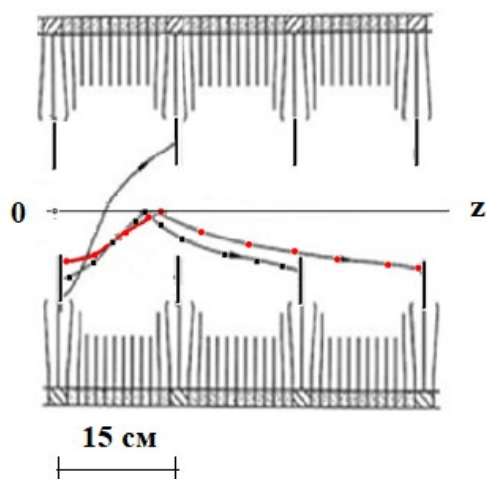


Рис. 2. Трасекторії електронів у трубці з компресійною геометрією при градієнті на секції трубки 33 кВ.

3. Результати розрахунку електричного поля можуть бути використані при розрахунку та оптимізації ІОС малогабаритного електростатичного прискорювача на напругу 100 кВ.

Роботу виконана в межах проекту «Дослідження фізичних процесів формування пучків іонів в компактному ядерному мікрозонді на базі імерсійної зондоформуючої системи» реєстраційний №0125U000174 за Пріоритетним тематичним напрямком наукових досліджень і науково-технічних розробок в Україні «Фундаментальні проблеми фізики, астрофізики, матеріалознавства, атомної енергетики та радіаційної безпеки».

Список використаних джерел

- [1] О. Г. Пономарьов, В. А. Ребров, та С. В. Колінько «Устаткування протонно-променевої літографії на базі електростатичного прискорювача для фабрикації 3D мікро- і наноструктур» *Nauka innov.*, 15(4), с. 62-69, 2019.
- [2] І. Г. Ігнат'єв та В. Б. Москаленко «Прискорювач для протонно - променевої літографії» Сучасні проблеми експериментальної, теоретичної фізики та методики навчання фізики: матеріали VIII Всеукраїнської науково-практичної конференції з міжнародною участю, м. Суми, 24-26 жовтня 2022 р. / за ред. С. О. Лебединського, с. 25-26, 2022.
- [3] І. Г. Ігнат'єв «Прискорювальна трубка для протонно - променевої літографії» Сучасні проблеми експериментальної, теоретичної фізики та методики навчання фізики: матеріали X Всеукраїнської науково-практичної конференції з міжнародною участю, м. Суми, 15-17 квітня 2024 р. / за ред. С. О. Лебединського, с. 42-44, 2024.
- [4] Ponomarev A.G., Ignat'ev I.G., Magilin D.V. et al. «A conceptual design of a mev-energy ionmicroprobe with an immersion probe-forming system» *Problems of atomic science and technology, Series 3*, p. 305 – 308, 2003.
- [5] І. Г. Ігнат'єв «Дільник напруги прискорювальної трубки для протонно - променевої літографії» Сучасні проблеми експериментальної, теоретичної фізики та методики навчання фізики: матеріали IX Всеукраїнської науково-практичної конференції з міжнародною участю, м. Суми, 11-12 квітня 2023 р. / за ред. С. О. Лебединського, с. 40-42, 2023.
- [6] R. Hellborg *Electrostatic Accelerators. Fundamentals and Applications*, Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2005.
- [7] І. Н. Ігнат'єв «Suppression of X-Radiation From A 2 MV Ion Electrostatic Accelerator» *Book of Abstracts 27th International Conference on the Application of Accelerators in Research & Industry (CAARI) and 55th Symposium of Northeastern Accelerator Personnel (SNEAP)*, p. 156-157, 2024.

FIRST PRINCIPLE STUDY OF MECHANICAL PROPERTIES OF $\text{CaC}_2\text{B}_{12}$ ORTHORHOMBIC METAL CARBOBORIDE

Bystrenko O.V.^{1,2} Dr.; Tianxing Sun^{2,3}; Zhaohua Luo^{2,3}, Dr.; Jingxian Zhang^{2,3}; Prof.; Yusen Duan^{2,3}, Dr.; Kaiqing Zhang^{2,3}; Hu Ruan^{2,3}; Wenyu Tang^{2,3}; Ilkiv B.I.¹, PhD; Petrovska S.S.¹, PhD; Bystrenko T.O.¹, PhD

¹*Frantsevich Institute for Problems of Materials Science, National Academy of Science of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

²*Key Laboratory of Advanced Structural Ceramics and Ceramics Matrix Composites, Shanghai Institute of Ceramics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200050, China*

³*Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

Conventional superhard compounds at normal pressure and temperature are mostly thermodynamically metastable. Therefore, synthesis of such compounds requires high temperatures and pressures that increases costs of their production. In view of this, it is necessary to find novel superhard materials that would have better stability and would be more cost effective.

In this study, we demonstrate the possibility of existence of new $\text{CaC}_2\text{B}_{12}$ phase and examine its structural and mechanical properties.

First principle simulations were based on DFT approach implemented in Quantum Espresso software package [1]. The pseudopotentials for present calculations were taken from the standard SSPP library, precision version 1.1.2 [2], which employs the generalized gradient approximation (GGA) and exchange –correlation interaction in Perdew – Burke-Ernzerhof (PBE) form [3]. Sampling of the Brillouine zone was done within the framework of Monkhorst – Pack approach [4], predominantly on uniform $5 \times 5 \times 5$ k-point grid in reciprocal space. The energy cutoff was set 55 Ry for plane wave basis functions, and 450 Ry for charge; the energy convergence threshold for the electron wave functions was 10^{-6} Ry.

The software FINDSYM [5] was used for the identification of crystal system, symmetry and other structural properties of the phases under investigation. Strain-stress approach using the software package THERMO_PW [6] was employed for the elastic constants' calculations. The idea is to calculate stress responses to a set of different strains applied to a selected crystal structure, in order to reduce the problem to solving a set of linear equations. The elastic moduli for polycrystalline structures were calculated on the basis of the Voigt-Reuss-Hill averaging method [7].

The experimentally observed earlier $\text{MgC}_2\text{B}_{12}$ compound was taken as the basic reference system. Initial data for $\text{MgC}_2\text{B}_{12}$ was taken from the materials database [8]. The structure of this phase is represented by boron layers formed by boron icosahedra, interstitial carbon atoms connecting the icosahedra within layers, and magnesium atoms embedded on metal sites.

Preliminary configuration for the similar Ca-based system was prepared by replacing Mg by Ca. In simulations, we used conventional and primitive unit cells containing 60 and 30 atoms, respectively. Calculations carried out for both conventional and primitive unit cells showed close results. In order to determine the exact structure of the phases associated with the energy minima at zero temperature and pressure, the relaxation BFGS algorithm [9] was applied.

Structural properties and cohesive energy per atom, formation energy per atom and density of $\text{CaC}_2\text{B}_{12}$ are presented in Table 1 in comparison with the well known AlMgB_{14} phase. Orthorhombic metal boride AlMgB_{14} (space group Imma [74]) was takes as the reference since this phase was experimentally obtained, is inexpensive to produce, and has found already the use in industrial applications.

As can be seen from Table 1, $\text{CaC}_2\text{B}_{12}$ belongs to the same orthorhombic crystal system as AlMgB_{14} and has the same space symmetry Imma . Mechanical properties of $\text{CaC}_2\text{B}_{12}$ and reference AlMgB_{14} phase are presented in Table 2.

Table 1.

Structural and other basic properties of $\text{CaC}_2\text{B}_{12}$ and reference AlMgB_{14} phases

Composition, N cell	Crystal system	Space group	Lattice parameters, Å			Cohesive energy per atom (eV)	Formation energy per atom (eV)	Density (g/cm ³)
			a	b	c			
$\text{CaC}_2\text{B}_{12}$	Ortho- rhombohedral	Imma [74]	5.61	8.04	10.02	-6.834	-0.250	2.85
AlMgB_{14}	Ortho- rhombohedral	Imma [74]	5.907	8.110	10.346	-6.151	-0.089	2.72

Table 2.

Mechanical properties of $\text{CaC}_2\text{B}_{12}$ and reference AlMgB_{14} phases

Composition	Elastic moduli (GPa)			Pugh's ratio k	Poisson's ratio ν	Debye temperature (K)	Vickers hardness (GPa)
	Bulk modulus B	Shear modulus G	Young's modulus E				
$\text{CaC}_2\text{B}_{12}$	224.6	247.2	542.6	1.101	0.10	1544	45.9
AlMgB_{14}	201.2	193.7	440.0	0.963	0.14	1391	33.4

As follows from Table 2, the calculated elastic moduli and hardness for the theoretically predicted phase $\text{CaC}_2\text{B}_{12}$ demonstrate a significant increase as compared to the reference phase AlMgB_{14} .

Thus, $\text{CaC}_2\text{B}_{12}$ may be promising for creating novel superhard materials.

References

- [1] P. Giannozzi et al. "Advanced capabilities for materials modelling with QUANTUM ESPRESSO" J.Phys.: Condens.Matter, v. 21, p. 395502, 2009.
- [2] G. Prandini et al. "Precision and efficiency in solid-state pseudopotential calculations" npj Computational Materials, v. 4, p. 1 – 1372, 2018.
- [3] J. P. Perdew, K. Burke and M. Ernzerhof "Generalized gradient approximation made simple" Phys. Rev. Lett., v. 77, p. 3865, 1996.
- [4] H.J. Monkhorst and J.D. Pack "Special points for brillouin-zone integrations" Phys. Rev. B, v. 13, p. 5188, 1976.
- [5] H.T. Stokes and D.M. Hatch "FINDSYM: program for identifying the space-group symmetry of a crystal" Journal of Applied Crystallography, v. 38, p. 237, 2005.
- [6] A. Dal Corso "Elastic constants of beryllium: a first-principles investigation" J. Phys. Condens. Matter., v. 28, p. 075401, 2016. https://dalcorsogithub.io/thermo_pw/
- [7] R. Hill "The elastic behaviour of a crystalline aggregate" Proc. Phys. Soc. A, v. 65, p. 349, 1952
- [8] A. Jain et al. "Commentary: The Materials Project: A materials genome approach to accelerating materials innovation" APL Mater., v. 1, p. 011002, 2013.
- [9] S.R. Billeter, A. Curioni and W. Andreoni "Efficient linear scaling geometry optimization and transition-state search for direct wavefunction optimization schemes in density functional theory using a plane-wave basis" Comput. Mater. Sci., v. 27, p. 437, 2003.

ВИЗНАЧЕННЯ КІЛЬКІСНОГО ВМІСТУ ВОДНЮ В МЕТАЛАХ

**Калінкевич О. М., к.ф.-м.н., с.д.; Чіванов В. Д., к.б.н., с.н.с.; Запорожець В. К., інж.;
Новіков С. В., інж.; Калінкевич О. В., м.н.с.**

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Для визначення концентрації водню, виділеного з досліджуваного зразка, застосований модернізований газовий хроматограф Селміхром-1. До складу хроматографа введені екстракційна піч (для виділення водню з зразків, що випробовуються) і додатковий канал регулювання її температури. Він оснащений детектором по теплопровідності, насадочною розділювальною хроматографічною колонкою з нержавіючою сталі, упакованою сорбентом «молекулярні сита» СаА або NaX. Піч складається з реактора, двох нагрівачів і датчика температури. Реактор призначений для вилучення водню із зразка та його зберігання до моменту його відбору для аналізу. Реактор є трубкою з кварцового скла, яка з обох кінців герметично ущільнюється спеціальними пристроями (шлюзами) за допомогою гумових ущільнювачів. У процесі проведення робіт розроблено та виготовлено установку з екстракції та реєстрації кількісного вмісту водню з металевих зразків.



Рис. 1. Загальний вигляд установки для аналізу водню

Налагоджено методику визначення кількісного вмісту водню в металевих зразках. Проведено серію вимірювань кількісного вмісту водню у двох мідних зразках різного походження. Як зразки міді було обрано фрагмент мідної конструкції застосовано при виготовленні прискорювача заряджених частинок (CERN) і фрагмент вакуумної прокладки від мас-спектрометра МІ 1201. Були проведені по 10 вимірювань кожного зразка та їх метрологічна обробка.

Середня кількість водню в Зразку А становить 3,7 мкг/г при відносному середньоквадратичному відхиленні 118%.

Середня кількість водню в Зразку Б становить 14,9 мкг/г при відносному середньоквадратичному відхиленні 110,4%

Даний метод дозволяє кількісне визначення вмісту водню в металах з його екстракцією шляхом нагрівання в середовищі інертного газу.

АНАЛІТИЧНИЙ ПІДХІД НА ОСНОВІ ВЕКТОРНИХ РІВНЯНЬ ДО КІНЕМАТИКИ ПЛОСКИХ МЕХАНІЗМІВ ІІ КЛАСУ ЗА АРТОБОЛЕВСЬКИМ

Кикоть С.В.¹, к.ф.-м.н., доц. Дученко К.О.², студ., Хорошев К.Г.¹, к.ф.-м.н., доц.

¹ *Національний технічний університет України «Київський політехнічний університет імені Ігоря Сікорського», Київ, Україна*

² *Мюнхенський технічний університет, Мюнхен, Німеччина*

Пропонується єдиний аналітичний метод розв'язання задач кінематики плоских механізмів ІІ класу за Артоболевським [1]. В основі підходу лежить розбиття механізму ІІ класу на механізм І класу та структурні групи ІІ класу, що дозволяє застосовувати модульний підхід до кінематики всього механізму. Кінематичний аналіз механізму І класу є тривіальною з точки зору механіки задачею, отже, проблема кінематики всього механізму зводиться до визначення кінематичних характеристик точок та ланок структурних груп, що входять до його складу [1].

Окремо виділяють послідовні аналізи положень, швидкостей та пришвидшень структурних груп. В роботі [2] на основі векторного трикутного рівняння Чейса [3] запропонований єдиний підхід аналізу положень структурних груп ІІ класу за Артоболевським. В роботі [4] здійснений аналіз швидкостей та пришвидшень методами векторної алгебри. Об'єднуючи результати робіт [2, 4], пропонується єдиний аналітичний підхід щодо кінематичного аналізу структурних груп ІІ класу, а отже, і механізмів ІІ класу за Артоболевським, що базується на використанні виключно інструментарію векторної алгебри. Основною перевагою даного підходу є його проста алгоритмізація і відсутність необхідності задавання та визначання кутів повороту ланок, як це прийнято при використанні загальновідомих проєкційних схем розв'язання векторних контурних рівнянь, що дозволяє при комп'ютерному моделюванні значно полегшити програмний код. За своєю простотою реалізації даний підхід можна порівняти з графічними методами побудови планів положень, швидкостей та пришвидшень.

В якості запропонованого підходу проведені повні кінематичні аналізи шести-ланкових механізмів, що мають по дві структурні групи розглядуваного класу, з визначенням радіус-векторів, швидкостей та пришвидшень всіх характерних точок механізмів, а також, кутових швидкостей та пришвидшень ланок механізму.

Отримані аналітичні співвідношення кінематичних характеристик точок механізму та ланок структурних груп є основою для проведення кінетостатичного аналізу механізму.

Список використаних джерел

- [1]. Я. Т. Кіницький, Теорія механізмів і машин: Підручник. К.: Наукова-думка, 2002–660 с.
- [2]. K. Khoroshev, K. Duchenko, S. Kykot, The direct vector approach to the position analysis of Assur dyads // Mechanism and Machine Theory.– 2024.– V. 195.– 105608
- [3]. M. A. Chace. Vector analysis of linkages // Journal of Engineering for Industry.– 1963.– V. 85, N. 3.– P. 289–297.
- [4]. K. G. Khoroshev, K. O. Duchenko, S. V. Kykot, The vector algebra approach to the kinematic analysis of the structural groups of the 2nd class by Artobolevsky // Bulletin of Taras Shevchenko National University of Kyiv. Physical and Mathematical Sciences.– 2023.– N. 2.– P. 160–163.

ВПЛИВ ТЕРМІЧНОГО ОБРОБЛЕННЯ НА МІКРОСТРУКТУРУ ТА МЕХАНІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ВИСОКОЛЕГОВАНОГО ПІД-ТИТАНУ

Кирилах С. В.¹, аспірантка

¹ Національний університет «Запорізька політехніка», Запоріжжя, Україна

Останніми роками значну увагу привертає новий підхід до покращення властивостей титану, заснований на формуванні в ньому субмікрокристалічної (розмір зерен 0,1–0,5 мкм) або нанокристалічної (менше 100 нм) структури методом інтенсивної пластичної деформації (ПД). Сучасні дослідження переконливо довели, що наноструктурування титану методами ПД здатне суттєво покращити його міцнісні характеристики [1-2].

У дослідженні [3] проаналізовано вплив термообробки на структуру та механічні властивості високочистого ПД-титану. Використовувався йодидний титан, вміст домішок був таким: (wt%): O – 0.01, N – 0.01, C – 0.01, Si – 0.009, Fe – 0.005, Ni – 0.005, Mg – 0.004, Mn – 0.004, Al – 0.005, Cr – 0.005. Метою дослідження було вивчення впливу температури ізохронних відпалів на мікроструктуру, міцнісні та пластичні властивості високочистого титану після ПД за схемою осадка–видавлювання–волочіння.

Досліджено зразки в початковому ПД-стані та після відпалу у вакуумі ($1,3 \cdot 10^{-1}$ Па, 1 h) при 150–550°C. Для кожного стану випробувано по три зразки з усередненням характеристик міцності та пластичності. Мікротвердість вимірювали на поперечних шліфах у недеформованій зоні (головка) та в зоні максимального деформування (шейка) за допомогою ПМТ-3 (навантаження 0,49 N). Структуру вихідних і відпалених зразків аналізували методами оптичної (ММР-4) та просвічувальної електронної (JEM-100 CX) мікроскопії, досліджуючи переважно поперечні, вибірково – поздовжні шліфи. Фольги готували струминною електрополіровкою (розчин: 27 мл хлорної кислоти, 400 мл етанолу, 27 мл гліцерину; 100 В, 20°C). Поверхні руйнування вивчали в растровому електронному мікроскопі JEOL JSM-6390LV. Типові експериментальні навантажувальні криві (зовнішнє навантаження–час, F–t) досліджених зразків зображені на рис. 1.

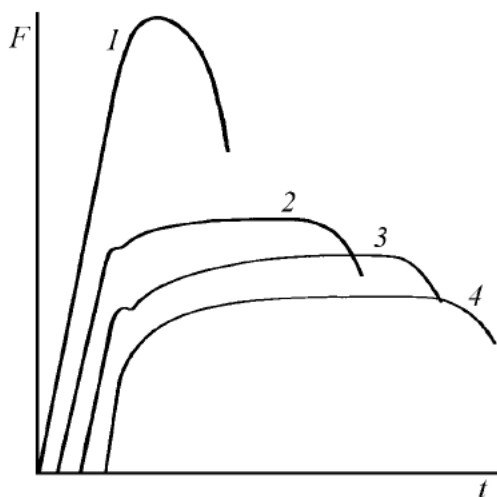


Рис. 1. Характер експериментальних навантажувальних кривих зразків ПД-титану, відпалених при різних температурах T_{ann} , °C: 2 – 350, 3 – 450, 4 – 550; крива 1 відповідає зразкам у початковому, тобто деформованому стані; їй подібні криві зразків, відпалених при 150, 250 та 300°C [3].

Металографічні дослідження показали неоднорідність мікроструктури деформованих прутків у радіальному напрямку, що свідчить про різний характер деформації в центрі та периферії. Метод електронної мікроскопії виявив субмікрокристалічну структуру з середнім розміром зерна 150 nm. Відпал при 250–300°C знижує щільність дислокацій, при 350°C починається рекристалізація, утворюючи бімодальну структуру, а при 450–550°C зерна зростають до 4 і 9 мкм. Поверхня руйнування вказує на пластичне руйнування з типом «чашечка-конус».

Порівняння структурних даних з результатами вимірювань механічних властивостей підтверджує ефективність бімодальної структури для оптимізації поєднання міцності та пластичності в субмікро- та нанокристалічних металах. Вихідні зразки при високій міцності ($\sigma_b = 783$ МПа) мають низьку пластичність ($\delta_p = 3,2\%$, $\delta = 6,7\%$). Відпал при 300°C підвищує пластичність без значного зниження міцності, а відпал при 350°C знижує міцність, але

значно збільшує пластичність. Оптимум властивостей досягається при температурі 300–350°C з урахуванням часу відпалу.

Згідно [3] авторами отримані значення основних механічних характеристик матеріалу в початковому стані, а також після відпалу при температурах 300 і 350°C.

Початковий стан (ІПД) - $\sigma_{0.2} = 672$ МПа; $\sigma_b = 783$ МПа; $\sigma_p = 1197$ МПа; $\delta_p = 3.2$; $\delta = 6.7\%$; $\psi = 51.6\%$; $H_\mu^h = 2310$ МПа; $H_\mu^n = 1980$ МПа.

Відпал при $T_{\text{анн}}, 300^\circ\text{C}$ - $\sigma_{0.2} = 561$ МПа; $\sigma_b = 678$ МПа; $\sigma_p = 1114$ МПа; $\delta_p = 4.2$; $\delta = 7.5\%$; $\psi = 53.0\%$; $H_\mu^h = 1980$ МПа; $H_\mu^n = 1840$ МПа.

Відпал при $T_{\text{анн}}, 350^\circ\text{C}$ - $\sigma_{0.2} = 416$ МПа; $\sigma_b = 502$ МПа; $\sigma_p = 999$ МПа; $\delta_p = 15.2$; $\delta = 20.1\%$; $\psi = 60.9\%$; $H_\mu^h = 1710$ МПа; $H_\mu^n = 1860$ МПа.

Представлені характеристики міцності йодидного титану значною мірою поступаються граничним значенням. Високі показники міцності ($\sigma_b \sim 1200$ МПа) для деяких марок технічного титану після ІПД-обробки методами рівноканального углового пресування та його модифікацій або комбінацією одноосного пресування з глибокою прокаткою досяжні і для йодидного титану, обробленого за схемою осадка–видавлювання–волочіння.

За даними авторів [3], йодидний титан з криогенним етапом волочіння має інженерну міцність $\sigma_b = 1230$ МПа, що дозволяє досягти питомої міцності $\sigma_b/\rho = 270$ N·m/g, що оцінювалось у роботі [4-5].

На основі проведених досліджень сформульовано такі основні висновки:

1. Застосована схема ІПД (осадка–видавлювання–волочіння) ефективно подрібнює зерно у високочистому титані, формуючи субмікрокристалічну структуру (150 нм).

2. Вплив відпалу: до 300°C розмір зерен залишається незмінним; при 350°C утворюється бімодальна структура (150 нм і 0,6 μm); при 550°C відбувається повна рекристалізація (9 μm). Зерна у високочистому титанові ростуть швидше, ніж у технічному субмікрокристалічному.

3. Зміна механічних властивостей: ІПД-титан має слабкочутливі (σ_p , H_μ^h , зміни $\sim 20\%$) та сильночутливі ($\sigma_{0.2}$, σ_b , H_μ^h , δ , δ_p , ψ , зміни на 40%) характеристики. У субмікрокристалічному стані (ІПД-зразки, відпал до 300°C) перед руйнуванням відбувається розупрочнення (μHn у шийці нижча за H_μ^h , у головці). Оптимальне поєднання міцності та пластичності досягається при відпалі 300 – 350°C із варіюванням часу.

Список використаних джерел

[1] О.В. Хоменко, «Інтенсивна пластична деформація: методи та математичні моделі формування наноматеріалів». Журнал фізичних досліджень т. 24, № 2(2020), С.1-20.2001.

[2] Л.В. Поперенко, В.Г. Кравець, Наноматеріали: оптичні, магнітооптичні, магніторезистивні та електронні властивості, Київ: ВПЦ КНУ, 2011.

[3] І.Ф. Кисляк, К.В. Кутний, М.А. Тихоновський, А.І. Пікалов, Т.Ю. Рудичева, Н.Ф. Андрієвська, Р.Л. Василенко, "Влияние термообработки на структуру и механические свойства высокочистого ИПД-титана," Физика и техника высоких давлений, т. 23, № 2, с. 53–67, 2013.

[4] M. Greger, M. Widomská, L. Kander, Journal of Achievements in Materials and Manufacturing Engineering 40, № 1, 33 (2010).

[5] K.V. Kutniy, O.I. Volchok, I.F. Kislyak, M.A. Tikhonovsky, G.E. Storozhilov, Materials Science and Engineering Technology (Materialwissenschaft und Werkstofftechnik) 42, № 2, 114 (2011).

КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ ФОРМУВАННЯ МОЛЕКУЛЯРНИХ І АТОМНИХ КЛАСТЕРІВ У ВАКУУМІ

Коваленко Б. О., аспірант; Калінкевич О. М., к.ф.-м.н., с.н.с.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Використання комп'ютерного моделювання для дослідження процесів формування молекулярних та атомних кластерів є важливим для розвитку сучасної нанофізики і матеріалознавства. Даний підхід дозволяє прогнозувати властивості кластерних систем ще до їх експериментального отримання, суттєво знижуючи витрати часу і ресурсів.

Метою роботи є огляд сучасних методів комп'ютерного моделювання процесів формування і стабілізації кластерів у вакуумі та визначення оптимальних підходів для дослідження їх структури і властивостей. Завдання роботи включають аналіз існуючих методик, їх порівняння та окреслення перспективних напрямків моделювання.

Основні методи моделювання:

- Молекулярна динаміка (MD) — дозволяє моделювати траєкторію руху атомів і молекул у часі, враховуючи міжчастинкові взаємодії, і досліджувати динамічні процеси. Точність МД залежить від точності визначення потенціалів міжмолекулярних взаємодій та використовуваних алгоритмів моделювання.
- Метод Монте-Карло (MC) — ефективний для аналізу статистичних властивостей кластерних структур та визначення їхніх найбільш стабільних конфігурацій.
- Квантово-хімічні методи (DFT, Hartree-Fock) — забезпечують точний опис електронної структури малих кластерів, дозволяють визначити вплив квантових ефектів на формування кластерів. Ці методи можуть бути використані для розрахунку енергії зв'язку атомів.

Найпоширеніші програмні рішення:

- LAMMPS, GROMACS, NAMD — високопродуктивні пакети для молекулярної динаміки кластерів і наноструктур.
- Gaussian, ORCA, GAMESS — програми для квантово-хімічного моделювання (DFT, HF).
- Materials Studio, VASP, Abinit — потужні засоби для моделювання з перших принципів (аб-ініціо), зокрема кристалічних структур і нанокластерів.
- HyperChem — зручний для навчання і швидкої побудови моделей молекул, підтримує MD та базові квантово-хімічні методи.
- AutoDock Vina — застосовується для моделювання взаємодії кластерів з біомолекулами, наприклад при дослідженні функціоналізації або біосумісності кластерів.

Застосування:

- За допомогою LAMMPS проведено моделювання процесу формування та стабілізації кластерів металів та полімерів у вакуумі, визначено їх стабільні конфігурації.
- Gaussian та ORCA дозволили розрахувати енергетичні параметри та структуру малих атомних кластерів металів (наприклад, Au, Ag), виявивши перехідні розміри для прояву квантових ефектів.

Комп'ютерне моделювання із залученням сучасних програмних пакетів є ефективним інструментом для глибокого аналізу і прогнозування властивостей атомних та молекулярних кластерів. Вибір відповідних програмних засобів значно підвищує точність та інформативність досліджень у цій сфері.

Список використаних джерел

- [1] З. А. Дурягіна, Фізика та хімія поверхні Монографія. — Львів: Національний університет «Львівська політехніка», 2009.
- [2] H. Höltje, W. Sippl, D. Rognan and G. Folkers, Molecular Modeling: Basic Principles and Applications 3rd Edition, Wiley-VCH, 2008
- [3] J. H. H. Jensen, Molecular Modeling Basics 1st Edition, CRC Press, 2010
- [4] A. Hinchliffe, Molecular Modelling for Beginners, 2nd ed. Edition, Wiley, 2008
- [5] Center for Advanced Vehicular Systems, LAMMPS Material Models Tutorials. [Онлайн]. Доступно: https://www.cavs.msstate.edu/icme/code/lammps/material_models/tutorials.php.
- [6] C. Brackley, LAMMPS Tutorial – Basics and Advanced Topics. [Онлайн]. Доступно: https://www2.ph.ed.ac.uk/~cbrackley/lammps_tutorial.html.

ВПРОВАДЖЕННЯ КАРТУВАННЯ ЄЛЕМЕНТІВ МЕТОДОМ μ -PIXE ТА ВДОСКОНАЛЕННЯ ОБЛАДНАННЯ КАМЕРИ ВЗАЄМОДІЇ В КАНАЛІ ЯДЕРНОГО МІКРОЗОНДУ

**Колінько С.В., к.ф.-м.н., Магілін Д.В., к.ф.-м.н., Ребров В.А. к.ф.-м.н., Салівон В.Ф.,
Пономарьов О.Г., д.ф.-м.н.**

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Наведено опис модернізації обладнання камери взаємодії сфокусованого пучка легких іонів MeV-них енергій зі зразками в каналі скануючого ядерного мікрозонду аналітичного прискорювального комплексу Інститута прикладної фізики НАН України. Замінено тримач зразків, замінена відеокамера для фокусування пучка на кварцовому екрані, встановлена додаткова відеокамера для позиціонування зразків та світлодіодне підсвічування для неї. Також оновлено детектор характеристичного рентгенівського випромінювання для мікроаналізу. Введено в дію нову систему збору даних в режимі локального мікроаналізу методом μ PIXE.

1. ВСТУП

Канал скануючого ядерного мікрозонду в ІПФ НАН України було введено в експлуатацію в 2006 р. [1]. Його характеристики та застосування до останнього часу розглянуто в роботі [2]. В процесі експлуатації було виявлено ряд недоліків, які ускладнюють проведення експериментів. Раніше було показано, що глибина фокусу в каналі мікрозонда складає 200 мкм. В тримачі зразків кварцове скло, що використовується для фокусування пучка, знаходилося не в одній площині з поверхнею зразків, що приводило до часткового збільшення діаметру пучка на зразках и зниженню роздільної здатності. Тильна відеокамера, за допомогою якої проводилося фокусування пучка, мала недостатню роздільну здатність та незручну механіку юстування та фокусування на кварцовому склі. Крім того, не було можливості візуального спостереження за позиціонуванням зразків, що унеможливлювало своєчасно зафіксувати збій у системі позиціонування. Детектор характеристичного рентгенівського випромінювання (ХРВ) вичерпав свій ресурс та частково втратив роздільну здатність. На підставі вище викладеного розглянуто технічні рішення по модернізації обладнання камери взаємодії з метою усунення зазначених недоліків.

2. ТРИМАЧ ЗРАЗКІВ



Рис. 1. Зовнішній вигляд старого (ліворуч) та нового (праворуч) тримача зразків в камері взаємодії.

Зовнішній вигляд старого та нового тримача зразків представлено на Рис. 1.

Кварцове скло для фокусування в обох тримачах закріплено в центральному отворі. Ліворуч старий тримач, на якому видно, що поверхня зразків знаходиться не в одній площині з кварцовим склом. Натомість в новому тримачі (праворуч) як зразки, так и кварцове скло притиснуті з середини до поверхні мідної пластини і таким чином знаходяться в одній площині. Завдяки новому тримачу забезпечується оптимальне

фокусування пучка на поверхні зразків.

3. ВІДЕОКАМЕРИ, ДЕТЕКТОР ТА СИСТЕМА ЗБОРУ ДАНИХ

На рис. 2 представлено зовнішній вигляд камери взаємодії з оновленими відеокамерами. Фронтальна відеокамера в поєднанні з оптичним мікроскопом (1) призначена для візуального спостереження за позиціонуванням зразків. Вона встановлена під кутом 45 градусів та транслює вид на зразки з боку пучка. Збільшення оптичної системи 100X. Для роботи цієї відеокамери встановлене світлодіодне підсвічування (2), яке живиться від штатного джерела відеокамери з можливістю регулювання яскравості.

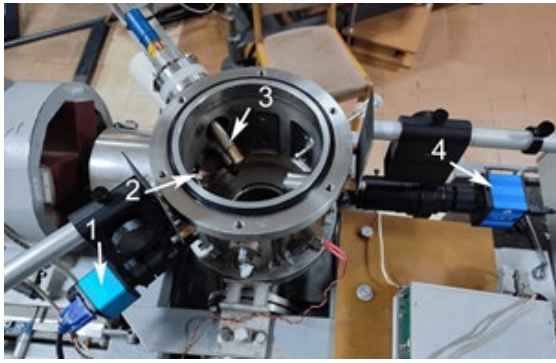


Рис. 2. Зовнішній вигляд камери взаємодії з встановленим обладнанням. 1- фронтальна відео-камера, 2- світлодіодне підсвічування, 3- детектор ХРВ, 4- тильна відеокамера.

взамін старого тієї ж марки, який вичерпав свій термін експлуатації. Планується його експлуатація з модулем сигнального процесора DP5.

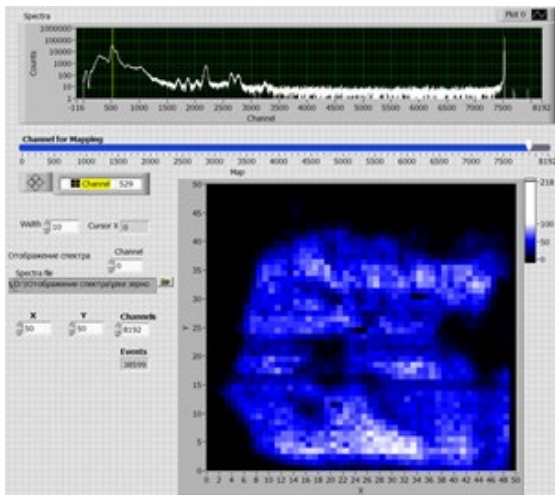


Рис. 3. Скриншот роботи системи збору даних в режимі картування елементів з застосуванням метода μ PIXE.

метода μ PIXE, де видно загальний PIXE спектр та карта розташування обраного елемента.

Список використаних джерел

- [1]. V.E. Storizhko, A.G. Ponomarev, V.A. Rebrov, A.I. Chemeris, A.A. Drozdenko, A.B. Dudnik, V.I. Miroshnichenko, N.A. Sayko, P.A. Pavlenko, and L.P. Peleshuk, «The Sumy scanning nuclear microprobe: design features and first tests» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 260 (2007) pp 49-54.
- [2]. A.G. Ponomarev, S.V. Kolinko, V.A. Rebrov, D.V. Magilin, I.H. Ihnatiev, V.I. Voznyi, V.F. Salivon. «Performance and application of scanning nuclear microprobe at the Institute of Applied Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine» Nucl. Phys. At. Energy 2024, 25, p. 289-297.
- [3]. S.V. Kolinko, I.S. Kolinko, H.E. Polozhii, A.G. Ponomarev, «Beam scanning control system for proton beam writing» East Eur. J. Phys. 2021. V. 3. P. 134-140.

Тильна відеокамера (4) також поєднана з оптичним мікроскопом і встановлена на заміну старої задля збільшення просторової роздільної здатності. Вона призначена для спостереження за формою пучка на кварцовому екрані в процесі юстування зондоформуючої системи та фокусування пучка. Збільшення - 180X. Обидві камери з оптичними системами встановлені на спеціалізованих тримачах для оптичної мікроскопії, які забезпечують зручне фокусування.

Детектор характеристичного рентгенівського випромінювання виробництва Amptek XR100-CR (3) встановлено новий експлуатація з модулем сигнального процесора DP5.

Раніше було розроблено систему керування пучком іонів з енергіями MeV для скануючого ядерного мікрозонду та протонно-пучкової літографії [3]. Використання реконфігурованої логіки дозволяє швидко налаштувати систему під умови конкретного експерименту та наявне обладнання. Було підключено спектрометричний перетворювач CANBERRA 8701 та розроблено програмне забезпечення для картування елементного складу зразків за допомогою протонно індукованого рентгенівського випромінювання та інших ядерно фізичних методів досліджень. На Рис.4 показано скриншот роботи системи збору даних в режимі картування елементів з застосуванням

БЕЗКОНТАКТНИЙ МЕТОД ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТІВ ПУАССОНА ТА АНАЛІЗ ХАРАКТЕРИСТИК 3Д-ДРУКОВАНИХ ҐРАТОК

Коломієць К. Л., Мусієнко О. С., докт. філос., ст. викл.

Національний технічний університет України "Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського", Київ, Україна

Ґратчасті структури представляють собою періодичні тривимірні комірчасті конструкції, які поєднують легкість із високими механічними характеристиками. Завдяки можливості адаптації геометрії та властивостей структур до широкого спектру задач, вони широко застосовуються в авіаційній та автомобільній промисловості для зменшення ваги компонентів без втрати жорсткості. У біомедицині ґратчасті структури використовуються для створення імплантів, що імітують пористу структуру кісткової тканини, сприяючи остеointegraції та зменшуючи ризик відторгнення. Так само як і для проєктування ортезів – зокрема ортезів для нижніх кінцівок. Крім того, вони знаходять застосування в енергетиці, у виробництві теплообмінників та акумуляторів, де важливе значення мають висока площа поверхні та ефективна теплопровідність. Розвиток адитивних технологій, серед яких і SLA технологія друку, значно спростив виготовлення складних ґратчастих структур, відкриваючи нові можливості для їх дослідження та використання в різних галузях інженерії та медицини.

Метою цієї роботи було представлення безконтактного методу визначення коефіцієнта Пуассона для 3D-друкованих ґратчастих структур різних топологій та об'ємних заповнень. Безконтактний метод дослідження є особливо актуальним, коли ми говоримо про ґратчасті структури з малим об'ємним заповненням, оскільки інші методи визначення коефіцієнту неможливо застосувати на практиці. Для реалізації даного методу дослідження було використано програмне забезпечення з відкритим вихідним кодом Blender (VFX-модуль) та його Python API для відстеження деформацій.

В цій роботі досліджувались зразки у вигляді призм з квадратною основою, виготовлені методом фотополімерного 3D-друку, використовуючи Formlabs form 4 та смола Grey Resin V5. Було обрано три типи структур, запропонованих у ПЗ Autodesk Fusion: Cross, X-sell та Schwarz D (рис. 2.), кожна із ступенем заповнення 25%, 50% та 75%. Випробування на стиск проводили на універсальній випробувальній машині з одночасним записом відеокамерою з роздільною здатністю в 3840×2160 (25 кадрів/с). Для визначення деформацій було використано Blender: за допомогою його VFX-модуля, відслідковувались точки на поверхні зразка в процесі стиску (рис. 3.). Експорт координат точок з Blender у .csv-файл забезпечено власним Python-скриптом із використанням Blender Python API.

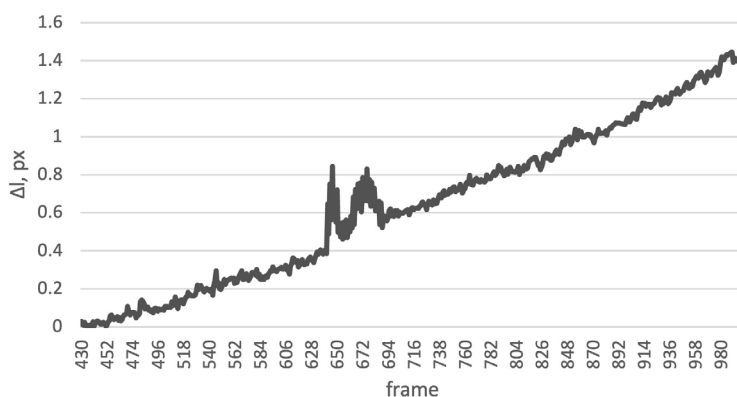


Рис. 1. Графік: Δl , пікселі; кадри

VFX-модуль та функціонал відстеження точок на відео зазвичай використовується для створення комп'ютерної графіки, моушн-дизайну та інших речей зі світу відео. Проте, зіштовхнувшись з задачею автоматизації процесу обробки відео та визначення деформацій, стало зрозуміло, що Blender чудово підходить для цього. Оскільки він є ПЗ з відкритим вихідним кодом і, що найважливіше, він має широкую інтеграцію з мовою програмування Python, що дозволило сформувати скрипт з простою логікою та в результаті отримувати координати точок для подальшого аналізу.

Опісля отримання координат точок (рис. 1.), що відповідають за поперечні деформації та координат точки, яка відповідає за поздовжню деформацію (рис. 3.), вводиться масштабний коефіцієнт та отримуються переміщення в міліметрах. Поперечні деформації вимірюються в трьох точках – посередині зразка та рівновіддалених від центру точках. Це необхідно для того, аби усереднити значення отриманих коефіцієнтів та запобігти можливим неточностям пов'язаних зі специфікою обробки відео.

Формула розрахунку коефіцієнту Пуассона має вигляд:

$$\nu = \frac{\varepsilon_{trans}}{\varepsilon_{long}} \quad (1)$$

де ν – коефіцієнт Пуассона, ε_{trans} – поперечна деформація, ε_{long} – поздовжня деформація.

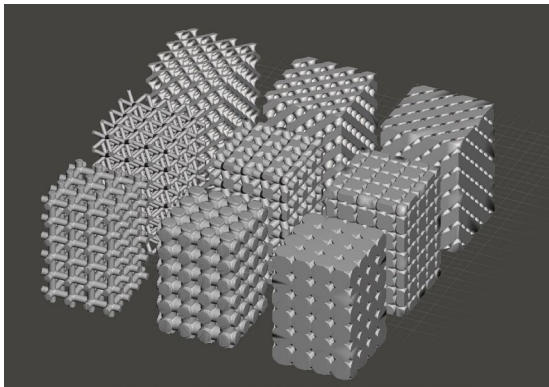


Рис. 2. Досліджувані зразки

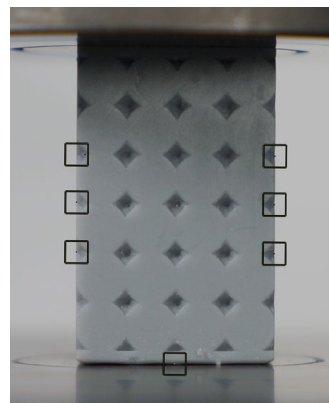


Рис. 3 Точки відстеження деформацій.

Демонстрація результатів після обробки. Таблиця 1

Ґратка	X-sell 25%	X-sell 50%	X-sell 75%
ν	0,409	0,537	0,382

Серед переваг такого запропонованого методу: безконтактність та запобігання впливу пов'язаних з цим похибок, висока доступність програмного забезпечення та можливість автоматизації обробки даних. Основним недоліком є необхідність специфічного обладнання: відеокамери з високою роздільною здатністю та об'єктиву з високими оптичними характеристиками.

Список використаних джерел

- [1] Dong L, Jiang C, Wang J and Wang D, Design of Shape Recon gurable, Highly Stretchable Honeycomb Lattice With Tunable Poisson's Ratio, 2021.
- [2] Li, Y., Jiang, D., Zhao, R., Wang, X., Wang, L., & Zhang, L.-C. High mechanical performance of lattice structures fabricated by additive manufacturing, 2024.

КВАРЦОВИЙ ВИМІРЮВАЧ ТОВЩИНИ КВТ-1

Канівець В.М.; Коломієць В.М., к.ф.-м.н.; Кравченко С.М.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

У технології напилення тонких плівок контроль їх товщини під час осадження має важливе значення та сприяє відтворюваності фізичних властивостей тонкоплівкових об'єктів. На сьогодні існує досить значна кількість фізичних методів для вимірювання *in-situ* товщини плівок: оптичний, вимірювання ємності або електричного опору, мікроваг та інші [1], – але метод кварцового резонатора (мікроваг) має меншу похибку і тому частіше застосовується [2].

Для розрахунку товщини плівки методом кварцового резонатора, здебільшого, використовують рівняння Зауербрея (Sauerbrey) [3] або рівняння Z-узгодження [4, 5].

Метод розрахунку Зауербрея [3] не потребує додаткового калібрування і ґрунтується на лінійному коефіцієнті чутливості C_f , який є фундаментальною властивістю кварцового кристалу. Це рівняння може бути використане для отримання точних результатів у розрахунках товщини тонких плівок, якщо масове завантаження кварцового кристалу викликає зміну частоти менш, ніж на 2% від частоти незавантаженого кристалу. У міру збільшення товщини плівки рівняння Зауербрея має бути розширене для врахування пружності осадженого матеріалу.

Для більш товстих плівок доцільніше використовувати рівняння Z-узгодження, яке запропоноване Лю (Lu) і Левіс (Lewis) в роботах [4, 5]. Розрахунки за допомогою цього рівняння досить добре співпадають з експериментальними результатами [6, 7] для зміни частоти до 40% (щодо ненавантаженого кристалу).

Рівняння Зауербрея та Z-узгодження можуть бути застосовані тільки до однорідних, жорстких, тонкоплівкових об'єктів. Плівки, які поведуться в'язкопружно, такі як деякі органічні полімерні плівки з великою товщиною або в'язкістю, будуть демонструвати значні відхилення від обох методів.

Для проведення високоточних вимірювань найбільш оптимальним є використання кварцових кристалів АТ-зрізу з діапазоном частот 4 – 10 МГц. Це обмежує межі вимірювання товщини плівки «зверху» до 3 – 5 мкм, оскільки потім залежність частоти від товщини плівки виходить за межі лінійної залежності.

Розроблений авторами роботи кварцовий вимірювач товщини КВТ-1 (рис. 1) складається із вимірювача частоти (1), генератора (2), датчика із кварцовою пластиною (3) та герметичного вакуумного вводу (4).

КВТ-1 працює від мережі 220В, 50/60 Гц і розрахований для роботи з кварцовими кристалами з резонансною частотою в діапазоні 4 – 10 МГц та має роздільну здатність за товщиною 0,1 нм (для Ta_2O_5).

Прилад може працювати як автономно, так і у складі автоматизованої системи управління (АСУ). В автономному режимі використовується алгоритм напилення, записаний користувачем у прилад. Результати вимірювання виводяться на екран індикатору, прилад реагує на клавіатуру, зовнішній сигнал запуску та виробляє сигнал зупинки. У складі АСУ прилад надсилає дані провідному процесору (на комп'ютер) за послідовним інтерфейсом UART (ТТЛ 5 В) або RS485.

Перед включенням напилення плівки необхідно за допомогою клавіатури задати: базову частоту кварцового кристалу (4 – 10 МГц); густину матеріалу ($0,1 - 99,9 \text{ г/см}^3$), який буде розпилятися; товщину плівки (0,1 – 5000 нм), яку потрібно отримати; коефіцієнт k (0,01 – 1), який залежить від місця встановлення кварцового кристалу відносно пристрою для розпилення. Ці дані запам'ятовуються приладом і при напиленні однотипних покриттів не потребують постійного введення.

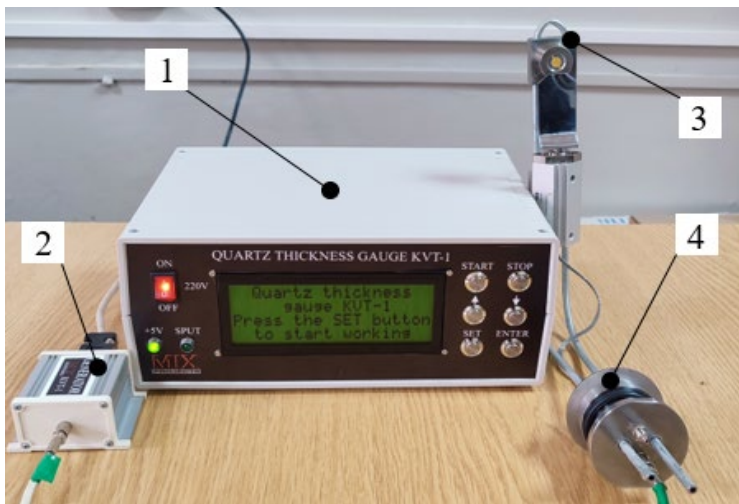


Рис. 1. – Кварцовий вимірювач товщини плівок КВТ-1

В залежності від заданої товщини покриття КВТ-1 проведе розрахунок і запропонує оператору найбільш точний метод визначення товщини плівки: метод Зауербрея або Z-узгодження.

Після напилення плівки необхідної товщини прилад здійснить звуковий сигнал зупинки та спрацює реле вимкнення блоку живлення джерела напилення. Для зупинки процесу напилення є «сухі контакти», які можуть комутувати сигнали з постійною

напругою 24 В і струмом до 5 А. Також передбачено можливість дистанційного запуску КВТ-1 за допомогою контактів для підключення дистанційної кнопки «START» і подачі сигналу зовнішнього запуску з амплітудою 5 – 12 В.

Основними особливостями КВТ-1 є: можливість роботи з кварцовими кристалами з резонансною частотою в діапазоні 4 – 10 МГц; використання на вибір одного з рівнянь розрахунку, в залежності від заданої товщини плівки; робота в складі АСУ або в автономному режимі; дистанційний запуск КВТ-1; зупинка роботи джерела розпилення при настанні заданої товщини плівки; розрахунок in-situ швидкості напилення; врахування геометричного фактору розміщення кварцового кристалу (коефіцієнт k).

Слід зазначити, що для зменшення похибки вимірювання товщини осаджуваної плівки необхідно стабілізувати температуру кварцового кристалу за рахунок водяного охолодження. При довготривалому напиленні слід також забезпечити постійність температури резервуару з водою.

Список використаних джерел

- [1] E. Shupenev, N. S. Pankova, I. S. Korshunov, and A. G. Grigoriyants, «An Analysis of Non-Destructive Methods for Thin Film Thickness Measurement» Proceedings of Higher Educational Institutions Machine Building, V. 709, № 4, pp. 18–27, 2019. DOI: [10.18698/0536-1044-2019-4-18-27](https://doi.org/10.18698/0536-1044-2019-4-18-27).
- [2] A. Arnau, Piezoelectric transducers and applications: Edition 2, Springer Berlin, 2008. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-540-77508-9>.
- [3] G. Sauerbrey, «Verwendung von Schwingquarzen zur Wagung dunner Schichten und zur Mikrowagung» Z. Fur Phys., V 155, № 2, pp. 206–222, 1959. DOI: <https://doi.org/10.1007/bf01337937>.
- [4] C. Lu and O. Lewis, «Investigation of film-thickness determination by oscillating quartz resonators with large mass load» J. Appl. Phys., V. 43, № 11, pp. 4385–4390, 1972. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.1660931>.
- [5] C. Lu, «Mass determination with piezoelectric quartz crystal resonators» J. Vac. Sci. Technol., V. 12, № 1, pp. 578–583, 1975. DOI: <https://doi.org/10.1116/1.568614>.
- [6] D. R. Denison, «Linearity of a Heavily Loaded Quartz Crystal Microbalance» J. Vac. Sci. Technol., V. 10, № 1, pp. 126–129, 1973. DOI: <https://doi.org/10.1116/1.1317921>.
- [7] K. H. Behrndt, «Long-Term Operation of Crystal Oscillators in Thin-Film Deposition» J. Vac. Sci. Technol., V. 8, № 5, pp. 622–626, 1971. DOI: <https://doi.org/10.1116/1.1316376>.

МОДЕЛЮВАННЯ ПОЛЯРНИХ ТА ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ НАНОЧАСТИНОК МУЛЬТИФЕРОЇКІВ $\text{Bi}_{1-x}\text{Sm}_x\text{FeO}_3$ ТА CuInP_2S_6

Колупаєв В. О., аспірант; Морозовська Г. М., д.ф.-м.н, проф.; Порошин В. М., д.ф.-м.н, проф.; Пилипчук О. С., к.ф.-м.н, с.н.с

Інститут фізики НАН України, Київ, Україна

Нанорозмірні мультифероїки з розмірами від кількох до сотні нанометрів та різними параметрами форми є базовими модельними об'єктами для вивчення полярного, антиполярного та магнітного дальнього порядку, а також магнітоелектричної взаємодії. Оксид вісмуту-самарію ($\text{Bi}_{1-x}\text{Sm}_x\text{FeO}_3$) та гексаметадифосфат міді-індію (CuInP_2S_6) є класичними мультифероїками, полярні та магнітні властивості яких достатньо вивчені як для об'ємних, так і для тонкоплівкових зразків.

Однак властивості наночастинок $\text{Bi}_{1-x}\text{Sm}_x\text{FeO}_3$ та CuInP_2S_6 вивчені значно менше теоретично та експериментально [1], хоча вони можуть бути використані для накопичення [2] та зберігання енергії [3], а також для створення сучасних пристроїв FeRAM [4]. Зокрема, наночастинок CuInP_2S_6 можуть становити особливий інтерес для застосування для зберігання енергії [5] та запам'ятовуючих пристроїв [6].

У цій роботі буде представлено фазові діаграми в залежності від розмірів і параметрів форми наночастинок $\text{Bi}_{1-x}\text{Sm}_x\text{FeO}_3$, та CuInP_2S_6 , а також фазові діаграми залежності від частки самарію в твердому розчині $\text{Bi}_{1-x}\text{Sm}_x\text{FeO}_3$ побудовані на основі комп'ютерного моделювання діелектричних і магнітоелектричних властивостей наночастинок $\text{Bi}_{1-x}\text{Sm}_x\text{FeO}_3$ та дослідження індукованих напруженням трансформацій перемикавання поляризації в сегнетоелектричних наночастинок CuInP_2S_6 для трьох різних форм: диск, сфера та голка, в рамках підходу Гінзбурга-Ландау-Девоншира.

Результати дослідження, представлені в даній роботі, дозволять краще зрозуміти властивості нанопорошків мультифероїків, що в подальшому дасть змогу створювати інноваційні нанорозмірні мультифероїки з покращеними та/або керованими властивостями, а також розширити перспективи їх застосування в нанoeлектроніці, накопичувачах енергії, та запам'ятовуючих пристроях.

Робота підтримана цільовою програмою Національної академії наук України, проект № 5.8/25-П «Енергозберігаючі та екологічно безпечні нанорозмірні фероїки для розвитку сенсоріки, нанoeлектроніки та спінтроніки».

Список використаних джерел

- [1] A. N. Morozovska, E. A. Eliseev, I. V. Fesych, Y. O. Zagorodniy, O. S. Pylypchuk, E. V. Leonenko, et al. Reentrant polar phase induced by the ferro-ionic coupling in $\text{Bi}_{1-x}\text{Sm}_x\text{FeO}_3$ nanoparticles, *Physical Review B*, 110, 224110 (2024), <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.110.224110>.
- [2] S. Chaturvedi, S.K. Singh, P. Shyam, M.M. Shirolkar, S. Krishna, R. Boomishankar, et al., Nanoscale LuFeO_3 : Shape dependent ortho/hexa-phase constitution and Nanogenerator Application, *Nanoscale*. 10 (2018). <https://doi.org/10.1039/c8nr07825d>.
- [3] Z. Fan, S. Gao, Y. Chang, D. Wang, X. Zhang, H. Huang, et al., Ultra-superior high-temperature energy storage properties in polymer nanocomposites via rational design of core-shell structured inorganic antiferroelectric fillers, *Journal of Materials Chemistry A*. 11 (2023). <https://doi.org/10.1039/d2ta09658g>.
- [4] L. Baudry, I. Lukyanchuk, V.M. Vinokur, Ferroelectric symmetry-protected multibit memory cell, *Scientific Reports*. 7 (2017). <https://doi.org/10.1038/srep42196>.
- [5] Y. Zhang et al., "Ferroelectric polarization-enhanced performance of flexible CuInP_2S_6 piezoelectric nanogenerator for biomechanical energy harvesting and voice recognition applications," *Advanced Functional Materials*, vol. 33, no. 26, Mar. 2023. doi:10.1002/adfm.202214745
- [6] Y. Wu, N. T. Duong, Y. Chien, S. Liu, and K. Ang, "A dynamic memory for reservoir computing utilizing ion migration in CuInP_2S_6 ," *Advanced Electronic Materials*, vol. 10, no. 1, Dec. 2023. doi:10.1002/aelm.202300481

ВИКОРИСТАННЯ ІНФОРМАЦІЙНИХ ТЕХНОЛОГІЙ ПРИ ВИВЧЕННІ ФІЗИКИ У ЗАКЛАДАХ ЗАГАЛЬНОЇ СЕРЕДНЬОЇ ОСВІТИ

Коноз К. О., магістрантка; Салтиков Д.І., доктор філософії (природничі науки)

Сумський державний педагогічний університет імені А. С. Макаренка, Суми, Україна

Організація занять з фізики в наш час вимагає нових підходів, як в очному, так і дистанційному форматі. З використанням інформаційно технологій (ІТ) можна розширювати знання учнів із дисципліни, розвивати творчі здібності, а також надати можливість для самостійних експериментів. Мультимедійні засоби та спеціальні додатки для симуляцій, демонстрацій допомагають зробити навчальний процес цікавим та ефективним. У сучасному світі людина з креативним мисленням має вміти знаходити нестандартні рішення й адаптуватися до змін.

Фізика як наука, що ґрунтується на точних вимірюваннях, експериментах і моделюванні процесів, має надзвичайно високий потенціал для інтеграції з ІТ. Інформаційні технології дозволяють вчителю ефективно реалізовувати такі дидактичні принципи, як наочність, доступність, варіативність та індивідуалізація навчання.

Вчитель фізики може застосовувати інформаційні засоби з метою створення мультимедійних технологій, демонстрування моделей фізичних явищ, використовувати електронні підручники, інтерактивні тренажери, а також різні онлайн-платформи, такі як YouTube, Zoom, Microsoft Teams та ін. Мультимедійні засоби відкривають можливості для вдосконалення методики проведення уроків з фізики, роблячи навчання цікавим і доступним. Найбільш цікавими, на наш погляд, є такі.

PhET – це ліцензійна інтерактивна платформа для вивчення фізичних явищ і законів через симуляції та анімаційні моделі. Використання її матеріалів дозволить урізноманітнити навчальний процес та зробить заняття цікавішими для учнів. Платформа має зручний інтерфейс, всі навчальні симуляції поділені за блоками та рівнем складності, що значно спрощує користування. Учні самостійно під час уроку можуть проводити віртуальні експерименти, перевіряти гіпотези, спостерігати за наслідками своїх дій та аналізувати результати на практиці [1].

Фізика в школі - HTML5 – онлайн-платформа, яка містить інтерактивні симуляції з фізики. Вона допомагає зацікавити учнів та розвивати в них дослідницькі навички, а також сприяє глибшому розумінню фізичних процесів. Навчальні матеріали поділені за розділами фізики, що спрощує користування і дозволяє швидко знайти потрібну тему. Симуляції прості у використанні. Їх можна застосовувати як для демонстрації фізичних законів та явищ при вивченні нового матеріалу, так і для самостійного навчання вдома [2].

Javalab – інтерактивна платформа для вивчення фізичних явищ. Вона дозволяє проводити різні віртуальні симуляції за розділами і є корисним інструментом як для вчителів, так і для учнів. Платформа оснащена короткими текстовими поясненнями явищ, які спостерігаються та їх механізмів утворення, що дозволяє розібратися в ключових принципах експериментів [2].

Інтерактивні тести та тренажери (Google Forms, Kahoot, Wordwall, Quizizz) допомагають миттєво перевірити рівень засвоєння знань, проводити діагностику вхідного чи підсумкового рівня підготовки учнів, а також формувати навички самоконтролю.

Мультимедійні презентації та анімації використовують при поясненні складних тем, наприклад, хвильових процесів, оптики, квантових явищ. Анімація дозволяє візуалізувати абстрактні поняття, які важко уявити без графічної підтримки.

Урізноманітнити навчальний процес можна також із використанням освітніх каналів YouTube, які пропонують якісні матеріали з фізики. Наприклад, канали «Фізика це просто» та «Ігор Філоненко», можуть допомогти учням краще зрозуміти предмет, пояснюючи складні явища доступною мовою. Відеоуроки й лабораторні роботи надають можливість самостійно розібратися в принципах роботи явищ, та фізичних законів, що сприяє підвищенню мотивації, а також інтересу до навчання.

Використання сучасних інформаційних технологій в освітньому процесі з фізики може значно розширити можливості вчителів та учнів. Інтерактивні симуляції, анімації,

онлайн-платформи та мультимедійні засоби дозволяють зробити процес навчання цікавим. Вони сприяють розвитку дослідницьких навичок, критичного мислення, а також формуванню творчих здібностей через практичні експерименти. Завдяки освітнім онлайн ресурсам учні можуть краще зрозуміти складні фізичні явища та вивчати предмет із задоволенням у своєму темпі. Отже, використання інформаційних технологій при вивченні фізики у закладах загальної середньої освіти — це не лише вимога часу, а й ефективний засіб розвитку пізнавального інтересу, формування ключових компетентностей та підготовки учнів до життя в умовах цифрового суспільства.

Список використаних джерел

[1] І. А. Данчук Застосування мультимедійних засобів навчання на уроках фізики. Традиційні та інноваційні підходи у сфері викладання фізики та математики: матеріали Всеукраїнської науково-практичної конференції (м. Кривий Ріг, Україна, 12 травня 2020 року). Кривий Ріг : Центр прогресивної освіти «Генезум», 2020. – с. 33 – 37.

[2] А. Г. Тиболичук, «Використання симуляцій при викладанні нового матеріалу, розв'язуванні задач та проведенні лабораторних робіт з фізики». URL: <https://naurok.com.ua/vikoristannya-simulyaci-pri-vikladanni-novogo-materialu-rozvyazuvanni-zadach-ta-provedenni-laboratornih-robit-z-fiziki-206501.html>

ВИЗНАЧЕННЯ ФОРМИ ПОТЕНЦІАЛЬНИХ ЯМ ДЛЯ ЗАДАЧ ПОЗИТРОННОЇ АНІГІЛЯЦІЙНОЇ СПЕКТРОСКОПІЇ

Лебедь О. А.¹, д.ф.-м.н., с.н.с.; Крикля С. В.¹, м.н.с.

¹ Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Позитронна анігіляційна спектроскопія — це метод дослідження матеріалів, що базується на аналізі характеристик анігіляції позитронів у речовині. Один із важливих аспектів цього методу — визначення форм потенціальних ям, у яких можуть локалізуватися позитрони перед анігіляцією. У контексті позитронної анігіляційної спектроскопії, потенціальна яма — це область у кристалічній структурі матеріалу (наприклад, вакансія, дефект, порожнина), в якій потенціал взаємодії між позитроном та речовиною є нижчим, ніж в навколишньому об'ємі. Це призводить до локалізації позитрона в такій області перед його анігіляцією з електроном. Використання програмного пакету ABINIT [1] у контексті анігіляційної спектроскопії є обґрунтованим та ефективним вибором, оскільки цей програмний комплекс дозволяє моделювати електронну структуру матеріалів з перших принципів, що є ключовим для точного опису взаємодії позитронів з речовиною.

Ці розрахунки дають точну 3D-карту електронної густини, яку можна використати для подальшого моделювання поведінки позитрона. На Рис. 1 Представлено візуальну інтерпретацію результатів моделювання потенціальних ям для Алюмінію.

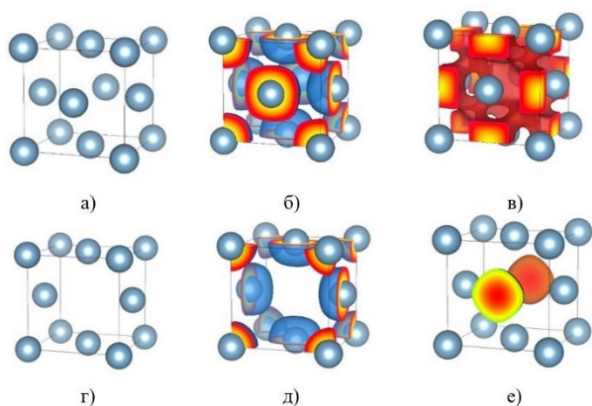


Рис. 1. Візуальна інтерпретація результатів моделювання для елементарної комірки Алюмінію. а) вихідна решітка, б) локалізація електронного газу навколо вузлів, в) локалізація позитронів в утвореній потенціальній ямі, г) вихідна решітка з штучно утвореним дефектом, д) локалізація електронного газу навколо вузлів, е) локалізація позитронів в штучно утвореному дефекті вакансійного типу.

Список використаних джерел

[1] 1. ABINIT. URL: https://abinit.github.io/abinit_web/

ПОРІВНЯННЯ СКІНЧЕННО-ЕЛЕМЕНТНИХ СІТОК ПРИ ЧИСЕЛЬНОМУ МОДЕЛЮВАННІ КОЛІННОГО СУГЛОБА ТА АНАЛІТИЧНА ВАЛІДАЦІЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Красько Б. Ю., студент; Дейлід Д.С., студент; Мусієнко О. С. д.ф, ст. викл.
Національний технічний університет України "Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського"

У сучасній медичній практиці значна частка звернень до ортопедів і травматологів пов'язана з порушенням функцій колінного суглоба. Однією з найбільших проблем у вивченні механіки колінного суглоба є складність або неможливість проведення прямих механічних експериментів на живих людях через етичні, технічні та фізіологічні обмеження.

У зв'язку з цим математичне моделювання, зокрема метод скінченних елементів (МСЕ), набуває особливої актуальності. Цей підхід дозволяє створювати достовірні віртуальні реконструкції анатомічних структур, досліджувати їх поведінку під навантаженням і передбачати клінічно значущі зміни без необхідності інвазивного втручання. Однак точність таких розрахунків критично залежить від якості побудованої скінченно-елементної моделі — зокрема геометрії, типу елементів, характеристик матеріалів та щільності сітки.

Недостатньо деталізована сітка може дати суттєво занижені результати, тоді як надмірно щільна — призвести до зайвих обчислювальних витрат без суттєвого зростання точності. Саме тому важливо дослідити, яка кількість елементів забезпечує найкращий компроміс між точністю й обчислювальною ефективністю. У даному дослідженні здійснюється порівняння трьох варіантів сіток для моделі колінного суглоба та їх валідація на основі спрощеного аналітичного підходу. Це дозволяє оцінити достовірність чисельних рішень та надати практичні рекомендації щодо оптимального вибору параметрів моделі для подальших досліджень у біомеханіці.

Для цього було створено 3D-модель у SolidWorks на основі КТ-знімків та імпортовано у Ansys. Розглядалося три варіанти сіток (рис. 1) з такою кількістю елементів: 30 001, 501 090 та 1 006 936.

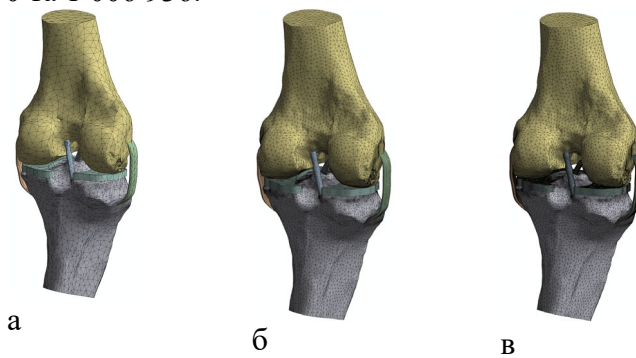


Рис.1. Кількість СЕ: а) 30001, б) 501090, в) 1006936

Для проведення дослідження методом скінченних елементів необхідно задати фізико-механічні властивості тканин, що моделюються, а саме: модуль Юнга, коефіцієнт Пуассона та густину матеріалу. Для гомілкової кістки ці значення становлять: 14 800 МПа, 0,3 та 2000 кг/м³ відповідно; для стегнової кістки — 19 100 МПа, 0,3 та 2100 кг/м³;

для меніска — 100 МПа, 0,45 та 1400 кг/м³; для зв'язок — 300 МПа, 0,45 та 1100 кг/м³. У випадку аналітичної моделі, спрощеної до системи пружин, додатково необхідно враховувати геометричні параметри елементів, зокрема довжини та площі поперечних перерізів, що дозволяє обчислити жорсткість за законом Гука.

Для чисельного аналізу механічної поведінки колінного суглоба було використано програмне середовище ANSYS, модуль **Static Structural**, який широко застосовується у задачах лінійного статичного навантаження.

На рисунку 2 зображено граничні умови, що застосовувалися у моделі: зовнішнє навантаження 750 Н прикладене вздовж осі ОУ, жорстке консольне закріплення однієї

частини моделі, а також шарнірно-рухомі опори, які обмежують обертальні ступені вільності та запобігають появі паразитних моментів.

Результати моделювання деформацій колінного суглоба представлено на рисунку 3.

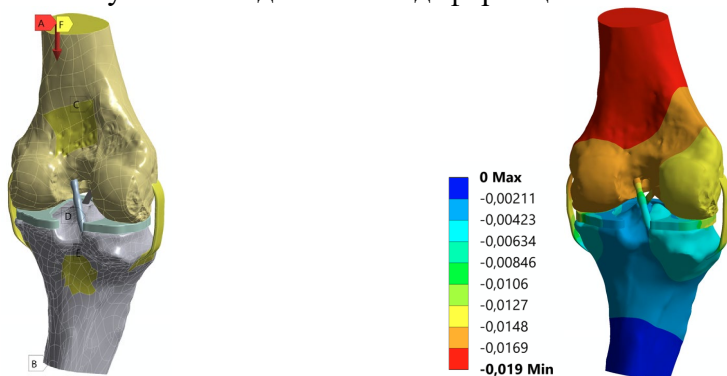


Рис.2. Прикладені граничні умови на модель колінного суглобу

Для кожного варіанту скінченно-елементної сітки отримано такі значення зміщень уздовж осі ОУ:

для сітки з 30 001 елементом — 0,0183 мм, для сітки з 501 090 елементів — 0,0209 мм, а для сітки з 1 006 936 елементів переміщення становить 0,0190 мм.

Для валідації чисельної моделі колінного суглоба було

побудовано спрощене аналітичне представлення системи у вигляді набору пружин, як показано на рисунку 4. Розрахунок здійснювався відповідно до закону Гука, згідно з яким сила пружності визначається як:

$$F_{\text{пруж}} = k * l$$

де $F_{\text{пруж}}$ – це сила пружності пружини, k – це коефіцієнт жорсткості пружини, l – довжина деформації.

У результаті аналітичного розрахунку величина стискання системи склала 20,0015 мікрометрів. Для оцінки достовірності чисельних результатів було обчислено відносну похибку для кожного з трьох варіантів скінченно-

елементної сітки, яка становила: для сітки з 30 001 елементом — 8,5%, для сітки з 501 090 елементів — 4,49%, а для сітки з 1 006 936 елементів — 5%.

Проведений аналіз показав, що збільшення щільності сітки впливає на точність отриманих результатів, однак надмірне підвищення деталізації не завжди призводить до суттєвого покращення — деформації моделі змінювались у межах 0,0183–0,0209 мм при зростанні кількості елементів більш ніж у 30 разів. Для валідації чисельної моделі була побудована аналітична модель у вигляді еквівалентної системи пружин. Результати дозволили обчислити відносну похибку моделювання. Найменше відхилення (4,49%) спостерігалось для сітки середньої щільності (501 090 елементів), що свідчить про оптимальний баланс між точністю та обчислювальними ресурсами.

Список використаних джерел

[1] Wasserman S. What is the meaning of FEM analysis? URL: <https://www.engineering.com/what-is-the-meaning-of-fem-analysis/>

[2] ANSYS Mesh Metrics Explained [Електронний ресурс] – Режим доступу до ресурсу: <https://featips.com/2022/11/21/ansys-mesh-metrics-explained/>.

[3] Теоретична механіка / І. В. Кузьо та ін. Харків : Фоліо, 2015. 782 с.

МОДЕЛЮВАННЯ ТА СИМУЛЯЦІЇ ФІЗИЧНИХ ПРОЦЕСІВ НА ОСНОВІ ІІІ В КОНТЕКСТІ ТРАНСДИСЦИПЛІНАРНОСТІ

Кузьменко О. С.¹, д.пед.н., проф.

¹*Донецький державний університет внутрішніх справ, Кропивницький, Україна*

¹*Національний центр «Мала академія наук України», Київ, Україна*

У сучасних умовах розвитку освіти, зокрема у навчанні фізики, технології штучного інтелекту (далі – ІІІ) відіграють значну роль для трансформації освітніх процесів в закладах вищої освіти (далі – ЗВО). Впровадження ІІІ в навчання фізики дозволяє розвивати нові методи навчання, інтегрувати міждисциплінарний і трансдисциплінарний підходи, а також створювати більш адаптивні та інклюзивні середовища для навчання. Особливу увагу в нашому дослідженні приділено трансдисциплінарності [1; 2], що дозволяє об'єднати знання з різних областей науки і технологій, розкриваючи елементи STEM-освіти.

В умовах сьогодення технології ІІІ є потужним інструментом для адаптації освітніх програм з урахуванням потреб здобувачів освіти, автоматизації освітніх процесів, а також налагодженості щодо спілкування між студентами та викладачами. Ці технології включають в себе системи адаптивного навчання, автоматизовані системи навчання та рекомендаційні системи.

Звернемо увагу на те, що трансдисциплінарність у навчанні фізики на засадах використання технологій ІІІ, забезпечує інтеграцію знань з різних дисциплін, що дозволяє вирішувати складні проблеми, які не підходять для вирішення лише в межах однієї дисципліни. Впровадження ІІІ в контексті трансдисциплінарності дає можливість створювати освітні програми, які об'єднують фізику з іншими науковими дисциплінами (аеродинаміка, теоретична механіка, авіоніка, інженерія, радіоелектроніка та ін.).

Розглянемо практичне використання технологій ІІІ в навчанні фізики:

1) *адаптивні навчальні системи (адаптивні платформи) для вивчення фізики.* Такі платформи можуть автоматично коригувати складність завдань залежно від рівня знань суб'єкта навчання, надаючи персоналізовану допомогу та зворотній зв'язок;

2) *симуляції та моделювання* – створення симуляцій фізичних процесів, які важко відтворити в реальному світі (наприклад, ядерні реакції, складні механізми. Це дозволяє здобувачам освіти наочно зрозуміти складні теоретичні концепції);

3) *робототехніка та автоматизація* – програмування, що забезпечує проведення фізичних експериментів.

Відзначимо, що моделювання та симуляції фізичних процесів внаслідок яких використовуються технології ІІІ є одним з провідних інноваційних напрямів у процесі вивчення фізики. Використання таких технологій відкриває нові можливості для вивчення складних фізичних явищ, що забезпечує глибоке осмислення та розуміння концепцій з фізики через інтерактивні та адаптивні методи навчання. Використання технологій ІІІ дає можливість додатково створювати реалістичні моделі фізичних процесів, які можна змінювати залежно від уведених даних, а також пропонуються нові можливості для експериментування, що сприятиме ефективному освітньому процесу в ЗВО.

Тому, для моделювання фізичних процесів виникає потреба у створенні математичних або комп'ютерних моделей, які відображають поведінку реальних фізичних систем. Вони можуть бути як статичними (моделі для розрахунку законів гравітації), так і динамічними (моделі для відслідковування руху тіла в просторі або вивчення елементів взаємодії в електричних колах та ін.). Традиційно фізичні процеси моделюються з використанням математичних рівнів та формул, проте такі методи можуть бути неефективними або складними для застосування в непередбачуваних ситуаціях.

За допомогою ІІІ можна моделювати широкий спектр фізичних процесів, починаючи від базових механічних рухів до складних квантових явищ, а саме:

1) **механіка**: моделювання руху тіл під впливом різних сил, таких як гравітація, тертя, сила пружності; моделі простих рухів тіл у двох вимірах та рух багатьох тіл, що взаємодіють;

2) **електричні й магнітні поля**: моделювання складних електричних кіл, магнітних систем, взаємодія між зарядами, процеси роботи генераторів, трансформаторів;

3) **термодинаміка та теплообмін**: моделювання термодинамічних процесів (фазові переходи, аналіз рівноважних та нерівноважних процесів та процесів, що відбуваються в закритих і відкритих системах);

4) **квантова механіка**: моделювання поведінки елементарних частинок, хвильових функцій;

5) **оптика**: моделювання хвильових явищ (відбивання, заломлення, дифракція світла).

Завдяки використанню технологій ІІІ можна створювати інтерактивні симуляції, які дозволяють здобувачам освіти активно взаємодіяти з фізичними процесами. Студенти можуть змінювати параметри моделі (наприклад, силу, швидкість, температуру) і спостерігати за змінами в системі, які краще розуміють принципи роботи фізичних законів.

Для прикладу розглянемо наступні інструменти:

1) **PhET Interactive Simulations** – набір симуляцій, у процесі використання яких досліджуються різні фізичні явища через інтерактивні інтерфейси. Суб'єкти навчання можуть змінювати умови експерименту, спостерігаючи за змінами в результатах, що є відмінним способом для вивчення фізики;

2) **Simulink (MATLAB)** – програмне середовище для створення симуляції фізичних процесів за допомогою блок-схеми;

3) **Khan Academy** – онлайн-платформа використовує адаптивні алгоритми для надання персоналізованих навчальних матеріалів і завдань, які дозволяють здобувачам освіти краще освоїти фізику та підвищити рівень пізнавально-пошукової діяльності;

4) **IBM Quantum Experience** – онлайн-платформа, що дає можливість здобувачам освіти та науковцям працювати з квантовими комп'ютерами та моделями квантових систем (наприклад, здійснювати моделювання квантових процесів, таких як суперпозиція і сплутаність квантових частинок);

5) **RobotLab** – система, яка дає можливість здобувачам освіти проводити експерименти за допомогою автоматичних лабораторій для вивчення механіки або електроніки.

Таким чином, моделювання та симуляція фізичних процесів з використанням ІІІ відкриває безліч можливостей для навчання та дослідження фізичних явищ. Впровадження технологій ІІІ в навчання фізики відкриває нові можливості для розвитку трансдисциплінарних підходів у навчальному процесі з фізики в закладах різного типу та профілю. Це дозволяє створити ефективні, адаптовані та інклюзивні навчальні інноваційні середовища, що сприяють розвитку критичного мислення та практичних навичок у здобувачів освіти. Однак для успішної реалізації цього потенціалу необхідно подолати технічні, методичні та педагогічні виклики.

Перспективи використання ІІІ в навчанні фізики пов'язані з подальшим розвитком адаптивних навчальних систем, покращенням інтерфейсів для взаємодії здобувачів вищої освіти та викладачів, а також розвитком нових методів оцінювання навчальних досягнень.

Список використаних джерел:

[1] O. S. Kuzmenko, V. B. Demianenko, I. M. Savchenko, V. M. Demyanenko, «Structural-functional model of teaching physical and technical disciplines based on STEM education the aspect of transdisciplinary», *Scientific Notes of Junior Academy of Sciences of Ukraine*, (2(27), с. 39–51, 2024.

[2] О. Є. Стрижак, «Трансдисциплінарність навчально-інформаційного середовища». *Наукові записки Малої академії наук України*, вип. 8, с. 13–27, 2016.

ДОСЛІДЖЕННЯ РЕЗОНАНСНОГО НЕПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ РЕНТГЕНІВСЬКИХ ПРОМЕНІВ В ІЗОЛЯТОРІ Sr_2IrO_4 .

Кукуста Д. О.; Антонов В. М.; Бекеньов Л. В.

Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ

Енергетичну зонну структуру Sr_2IrO_4 досліджено виходячи з перших принципів у узагальненому градієнтному наближенні з урахуванням сильної кулонівської взаємодії та спінової поляризації електронних станів за допомогою релятивістського діраківського лінійного методу мафін-тін-орбіталей.

Через те, що енергії електрон-електронних кореляцій, спин-орбітальної взаємодії (COV), міжвузлових переходів та розщеплення кристалічним полем є близькими за значеннями, основний стан Sr_2IrO_4 утворюється за рахунок складної конкуренції значених вище взаємодій. Хоча кожний ізольований атом Ir має п'ять валентних електронів, Sr_2IrO_4 є ізолятором за всіх температур, а за кімнатної температури ширина оптичної забороненої щілини становить приблизно 0,4 еВ. Нижче 240 К встановлюється неколінеарний антиферромагнітний (АФМ) порядок з малою ФМ компонентою насичення. Розрахунки енергетичної зонної структури показують, що неколінеарна АФМ конфігурація зі спінами в площині ab має найнижчу повну енергію порівняно з немагнітною, ФМ чи АФМ конфігурацією вздовж c напрямку.

Енергетична щілина в Sr_2IrO_4 відкривається лише за умови врахування енергії хаббардівських електрон-електронних кореляцій, але, з іншого боку, величина U_{eff} сильно залежить від магнітного впорядкування. Тому ізоляторний стан у Sr_2IrO_4 є змішаним станом Слетера і Мотта, що відображає унікальність цієї сполуки.

Надзвичайно велике відношення інтенсивностей піків спектрів поглинання $I(L_3)/I(L_2) = 3.56$ свідчить про сильну COV у Sr_2IrO_4 , яка розщеплює t_{2g} стани на нижній квартет з $J_{\text{eff}} = 3/2$ і верхній дублет з $J_{\text{eff}} = 1/2$. У хвильових функціях квартету $J_{\text{eff}} = 3/2$ переважають $d_{3/2}$ стани з деякою вагою $d_{5/2}$, а функції з $J_{\text{eff}} = 1/2$ повністю утворюються лінійними комбінаціями $d_{5/2}$ станів.

Сpektри резонансного непружного розсіяння рентгенівських променів (RIXS) для Sr_2IrO_4 на L_3 краю поглинання іридію та K краю поглинання кисню добре узгоджуються з наявними експериментальними даними. Спектр RIXS на L_3 краю поглинання іридію має сильну особливість нижче 1,5 еВ, що відповідає переходам у t_{2g} рівні іридію. Її тонка структура має двопікову будову. Низькоенергетичний пік за 0,2 еВ зумовлений міжзонними переходами між зайнятими і вільними станами іридію з $J_{\text{eff}} = 1/2$. Ці переходи, як і переходи $J_{3/2} \rightarrow J_{1/2}$, також сприяють появі другого високоенергетичного піку біля 0,6 еВ.

Великий пік за приблизно 3,4 еВ утворюється переходами $t_{2g} \rightarrow e_g$. Наступна тонка структура у діапазоні енергій від 4,5 еВ до 12 еВ зумовлена переходами $5d_o \rightarrow (t_{2g} + e_g)$. Через сильну залежність спектра RIXS на L_3 краю іридію від вектора передачі імпульсу $\mathbf{q}$ і поляризації під час деяких вимірювань отримано додаткові піки нижче 0,6 еВ за певних геометричних конфігурацій і дуже високої інструментальної роздільної здатності. Ці піки можна віднести до екситонних і магнонних збуджень. Теоретичне дослідження таких збуджень потребує окремого підходу поза одночастинковим наближенням.

Спектр RIXS для Sr_2IrO_4 на K краю поглинання кисню складається з трьох основних непружних збуджень за енергій у 0,7 еВ, 3,5 еВ і приблизно 6,2 еВ. Установлено, що перша низькоенергетична особливість зумовлена міжзонними переходами між зайнятими і вільними t_{2g} станами кисню, які з'являються як результат сильної гібридизації між $2p$ станами кисню з енергетичними t_{2g} зонами іридію в безпосередній близькості до рівня Фермі. Наступні два піки відображають міжзонні переходи з зайнятих $2p$ станів кисню у вільні стани кисню, які виникають внаслідок гібридизації з t_{2g} і e_g станами іридію, відповідно. Форма спектрів і енергетичне положення піків низькоенергетичної особливості добре відтворюються в теоретичних розрахунках, але для отримання правильного положення другого і третього піків у гамільтоніан необхідно додати орбітально-залежний потенціал V_l , щоб скоригувати положення енергетичної $2p$ зони кисню.

Спектр розсіяння на K краю іридію відображає залежність від енергії щільності різних станів ($2s$ і $2p$ – кисню, $5d$ і $5f$ – іридію, $4d$ і $4f$ – стронцію) завдяки просторовій конфігурації $6p$ орбіталей іридію. Тому дуже бажано найближчим часом отримати експериментально спектр RIXS на K краю поглинання іридію.

FUNDAMENTALS OF ARTIFICIAL INTELLIGENCE FOR OPTIMIZATION OF NUCLEAR REACTOR PLANT OPERATION

Kul'ment'ev A.I.¹, Doctor of Physics and Mathematics, Senior research assistant, Leading Researcher, Flat A.Ya.² Dr. rer. nat., Associate Professor, Quality manager

¹*Institute of Applied Physics of the Academy of Sciences of Ukraine, Sumy, Ukraine*

²*Techniques Surfaces member of HEF Groupe, Lichtenberg / Erzgebirge, Deutschland*

Artificial Intelligence (AI) – the mimicking of human cognition by computers has come a long way to becoming a reality of modern technology. Perhaps, the combination of big data and AI is approved now as fourth industrial revolution. In this thesis the possibility, usefulness and fundamentals of AI in nuclear power is discussed.

It is now generally recognized that nuclear energy is the most environmentally friendly from all energy sources. However, it is also probably the most dangerous one. Indeed, a Nuclear Power Plant (NPP) is a very complex dynamic system formed by a wide range of subsystems and components. Many of them are nonlinearly interconnected so that a malfunction in any one of them can affect the entire system and ultimately lead to an NPP failure.

Therefore, NPPs are designed, built and operated according to strict safety standards. The high standard is aimed at ensuring that, despite the great danger posed by the radioactivity in the core, the possibility of an accident with the release of a radioactive plume outside the containment shell should be minimal.

In addition, to control the operation of the plant under both normal and abnormal conditions, various NPP systems (e.g. core components, primary and secondary coolant systems, etc.) are continuously monitored using a variety of detectors, resulting in very large volumes of data (Figure 1). This situation allows using of various artificial intelligence methods to provide faster and more accurate predictions of NPP behavior. This in turn makes it possible to take more adequate and safe decisions based on actual data of NPP operation.



Figure 1. Room in a nuclear power plant.

The vast majority of artificial intelligence methods are based on various variants of machine learning. They can be divided into three main categories, as shown in Figure 2, based on the methodology used to train the algorithm: supervised learning, unsupervised learning, and reinforcement learning.

In the first one, the output value is explicitly used to train the algorithm. In other words, the algorithm is controlled under the supervision of the target or output. Supervised learning is typically used for classification or regression of data.

When an algorithm is used to form interpretations using database that consists of only input data, it falls under unsupervised learning. The most common application of unsupervised learning method is clustering in which algorithm is used to find certain patterns or group in dataset.

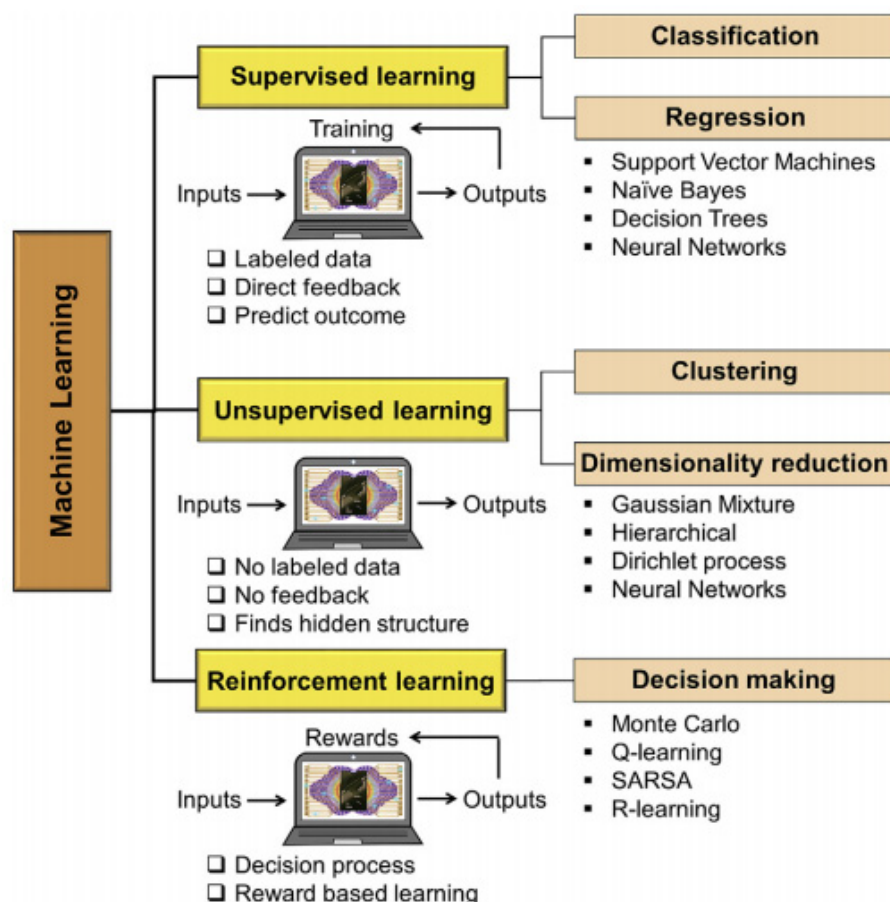


Figure 2. Classification of machine learning [1].

As can be seen from in Figure 2 Artificial Neural Network (ANN) is the computational model applicable in both of this case. The term "Neural" is derived from basic functional unit of nervous system of an organism called "neuron". Typical ANN model consists of layers, namely input layer, hidden layer, and output layer, and each layer is made up of neurons. There are different types of neural network based on learning algorithm applied during the training of network. The most widely used learning algorithm for neural network is backpropagation [2].

In area of nuclear energy ANN find most numerous applications today. The main unresolved problems today concern lack of operational data from real power plant, especially for accident and transients scenarios. The second problem is related to black box nature of artificial techniques.

References

- [1]. Siddharth Suman. Artificial intelligence in nuclear industry: Chimera or solution? Journal of Cleaner Production 278 (2021) 124022.
- [2]. Youssef A., El-Telbany M., Zekry A. The role of artificial intelligence in photovoltaic systems design and control: a review. Renew. Sustain. Energy Rev. 78 (2017), 72–79.

ВИКОРИСТАННЯ ЦИФРОВОГО ПЛАНЕТАРІЮ «WORLDWIDE TELESCOPE» У НАВЧАННІ АСТРОНОМІЇ

Пасько О. О., к.пед.н., доц.; Латишева В. О., здобувачка освіти, 4 курс
Сумський державний університет, Суми, Україна

У сучасному освітньому середовищі, що стрімко змінюється під впливом цифрових технологій, постає нагальна потреба в оновленні методичних підходів до викладання природничих дисциплін, зокрема астрономії. Завершальним етапом природничо-наукової освіти учнів у закладах загальної середньої освіти є вивчення курсу астрономії в 11 класі. Проте обмежений обсяг навчального часу не дає змоги повноцінно розкрити учням глибину й багатогранність астрономічної науки. У цьому контексті особливої актуальності набуває впровадження цифрових засобів навчання, які не лише підвищують наочність, а й створюють умови для активної пізнавальної діяльності учнів.

Одним із перспективних інструментів для візуалізації астрономічного матеріалу є цифровий планетарій «WorldWide Telescope» (WWT) — безкоштовна платформа з відкритим кодом, що надає користувачам змогу здійснювати інтерактивне дослідження Всесвіту, використовуючи високоякісні зображення, отримані з телескопів та космічних апаратів. WWT має широкий спектр можливостей для навчального застосування. Зокрема, режим Sky відкриває доступ до надвисокоякісної зоряної панорами «Terapixel», складеної з тисяч знімків неба у різних спектральних діапазонах. У режимі «Earth» учні можуть переглядати докладну карту Землі — від глобального масштабу до найдрібніших об'єктів місцевості. Режим «Planet» забезпечує перегляд детальних зображень Місяця, Венери, Марса, Юпітера та його супутників — Іо, Європи, Ганімеда й Каллісто. У Panorama доступні панорамні зображення поверхонь Місяця та Марса, зняті автоматичними станціями. Особливу увагу заслуговує режим «Solar System», де в тривимірному просторі змодельовані не лише планети, а й їхні супутники. Через вікно пошуку можна швидко знаходити будь-який об'єкт або точку на карті, а в панелі «Переглянути» — навіть визначити власне розташування. Таким чином, програма дозволяє досліджувати зоряне небо, зокрема, межі сузір'їв, організовувати віртуальні екскурсії космосом, створювати авторські "тури", демонструвати динамічні зміни об'єктів, а також порівнювати реальні астрономічні дані з їх візуалізацією.

Прикладом використання WWT у навчанні астрономії є проведення практичної роботи «Вивчення деталей поверхні та визначення деяких фізичних характеристик планет сонячної системи». Переходячи до вкладки «Solar System», учні можуть обрати режим перегляду «Planet» і за допомогою інтерактивного меню дослідити рельєф планет земної групи Меркурія, Венери, Марса, супутників Юпітера тощо. Зокрема, у процесі роботи учні мають ідентифікувати за поданими фотознімками: систему грабенів у центрі рівнини Спекі, кратер Койпер та полярні кратерні системи на Меркурії; гору Олімп, каньйон і полярну шапку на Марсі. Також ресурс дає змогу детально розглянути атмосферні вихри на поверхні Юпітера та Нептуна. У звіті про виконану роботу учням необхідно навести відповідні скріншоти, що підтверджують результати віртуального дослідження.

Таким чином, використання цифрового планетарію «WorldWide Telescope» забезпечує реалізацію сучасних педагогічних принципів у навчанні астрономії: наочність, формування дослідницьких навичок, стимулювання самостійної діяльності учнів. Це не лише урізноманітнює навчальний процес, а й сприяє глибшому засвоєнню матеріалу, перетворюючи астрономію з оглядового предмета на захопливу подорож Всесвітом.

Список використаних джерел

- [1] American Astronomical Society. WorldWide Telescope. [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <https://worldwidetelescope.org>.
- [2] Міністерство освіти і науки України. Навчальна програма з астрономії для 11 класу закладів загальної середньої освіти (рівень стандарту). – [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <https://mon.gov.ua/ua/osvita/zagalna-serednya-osvita/navchalni-programi>.
- [3] Інститут модернізації змісту освіти. Рекомендовані методичні матеріали з викладання астрономії у 2024/2025 н.р. – [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <https://imzo.gov.ua>.

КВАНТОВА МОДЕЛЬ ПОЛЬОВОЇ ЕМІСІЇ З ДІЕЛЕКТРИЧНИМИ ПОКРИТТЯМИ

Лебединська Ю. С., аспірантка, Лебединський С. О., к.ф.-м.н., с.н.с.;

Новак О. П., к.ф.-м.н., с.н.с., в.о. зав. відділу.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

У представленій роботі розглянуто теорію польової емісії з поверхонь, вкритих як штучно створеними діелектричними покриттями, так і природно утвореними оксидними шарами або адсорбатами.

Для опису процесів польової емісії застосовано модифіковану теорію Фаулера-Нордгейма, що враховує двошаровий потенціальний бар'єр, сформований діелектричним покриттям. Це дозволило створити аналітичні моделі для розрахунку струму польової емісії. Досліджено процес проходження електронів крізь тонкі (до 1 нм) та товсті діелектричні шари. Використання асимптотичних наближень для функцій Ейрі у випадку тонких шарів забезпечило високу точність і значне спрощення обчислень. Для товстих діелектричних шарів модель показала хорошу відповідність спрощеним виразам для товщин, що не перевищують середню довжину вільного пробігу електронів у діелектрику.

Особливу увагу приділено впливу фізичних параметрів діелектрика на струм польової емісії. Встановлено залежність цього струму від товщини діелектричного шару, напруженості зовнішнього електричного поля, діелектричної проникності середовища та енергії спорідненості електрона. Дослідження показало, що при товщині діелектричного шару до 1 нм і високій напруженості електричного поля (понад 1 ГВ/м) струм польової емісії спостерігається значне зниження ефективності емісії через зростання бар'єрної висоти та ширини. Натомість збільшення товщини шару понад 1 нм призводить до зростання струму польової емісії завдяки зменшенню ширини потенціального бар'єра. Це має важливе значення для оптимізації робочих параметрів прискорювальних систем.

У роботі також проведено порівняння квантової моделі з квазікласичними підходами, зокрема модифікованим рівнянням Фаулера-Нордгейма. Результати показали, що квантова модель забезпечує вищу густину струму емісії та демонструє резонансні піки, які не спостерігаються у квазікласичних моделях. Це підтверджує важливість урахування квантових ефектів для точних розрахунків польової емісії.

Таким чином, проведене дослідження підкреслює необхідність використання квантових моделей для прогнозування емісійних характеристик матеріалів із діелектричними покриттями. Розроблені аналітичні рішення дозволяють покращити точність та ефективність чисельних розрахунків, що має важливе значення для фізики прискорювальних структур і технологій високих напруг.

ВИЗНАЧЕННЯ МЕХАНІЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ СПЛАВУ ЦИРКОНІЙ-НІОБІЙ ЗА ДОПОМОГОЮ МЕТОДУ СКІНЧЕННИХ ЕЛЕМЕНТІВ

Лейких Д.В., к.т.н.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

В роботі показано застосування методу скінченних елементів (МСЕ) для визначення механічних властивостей металевих сплавів. Для цього було створено реальну модель досліджуваного матеріалу (Zr-2%Nb). Координати місць розташування Nb-преципітатів та їх діаметри були визначені відповідно до результатів розрахунків з моделювання фазового поля. Тип контакту між основним металом і преципітатом є зв'язаним, де немає роз'єднання чи ковзання між контактними поверхнями, з'єднані компоненти не роз'єднуються під час моделювання. Також були вказані механічні властивості кожного матеріалу, і були застосовані граничні умови. Результати моделювання включають діаграми напруження-деформації досліджуваного сплаву, розподіл напружень у різних секціях та еквівалентне

напруження. Моделювання було проведено для вивчення появи та розподілу полів напружень біля преципітатів під різними навантаженнями.

Однією з особливостей даного типу задач є необхідність врахування зміни властивостей матеріалу залежно від швидкості деформації, оскільки для деяких задач (випробування на падіння, удар, металообробка різальними інструментами, вибух тощо) діаграм деформації, які використовуються в статичних розрахунках, може бути недостатньо. Поведінка матеріалу може значно відрізнятися при високих швидкостях деформації, оскільки межа текучості та межа зміцнення зростають істотно зі збільшенням швидкості деформації. Чутливість до швидкості деформації може бути врахована у різноманітних моделях для динамічних розрахунків. Для металів часто використовують моделі Купера-Саймондса та Джонсона-Кука. На відміну від моделі Купера-Саймондса, модель Джонсона-Кука включає критерій руйнування, який залежить не тільки від швидкості деформації, але й від температури. Для застосування моделі Джонсона-Кука у МСЕ невідомі коефіцієнти відповідного рівняння були визначені на основі експериментально отриманих діаграм напруження-деформації при низьких швидкостях деформації та при різних температурах. За результатами числового моделювання розтягнення стрижня за моделлю Джонсона-Кука побудовані діаграми напруження-деформації при різних швидкостях деформації, також були оцінені межі зміцнення сплаву залежно від швидкості деформації.

МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ МІКРОСТРУКТУРНИХ ПЕРЕТВОРЕНЬ У СПЛАВАХ Fe-Cr-Al ПРИ НЕЙТРОННОМУ ОПРОМІНЕННІ

Харченко Д. О., проф., д.ф.-м.н.; Харченко В. О., с.н.с., д.ф.-м.н.; асп. Лисенко Б. О.
Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Упродовж останніх п'яти десятиліть сплави Fe-Cr-Al привертають увагу у різних галузях застосувань, включаючи їх використання в ядерній енергетиці. Ряд різних сплавів Fe-Cr-Al з різним вмістом хрому (Cr) і алюмінію (Al) були піддані комплексній оцінці. Ці оцінки охоплювали такі аспекти, як сумісність паливної оболонки, вплив високих температур, старіння, радіаційні ефекти та інші характеристики [1].

Детальний аналіз властивостей цих сплавів показав, що додавання Cr і Al є вирішальним для підвищення стійкості сплавів до окислення при високих температурах [2-3]. Це досягається шляхом утворення захисних суцільних шарів оксиду алюмінію на поверхні матеріалу. Контроль фізико-механічних властивостей цих сплавів вимагає збалансування відсоткового складу сплаву, зокрема вмісту Cr та Al. Цей баланс допомагає запобігти утворенню крихких фаз, таких як δ -FeCr або α -Cr.

Дослідження модельних сплавів FeCrAl підданих нейтронному опроміненню здебільшого пов'язані з радіаційним зміцненням, викликаним α' - преципітатами та дислокаційними петлями, що зростають під час опромінення. Випадіння α' - преципітатів при опроміненні сплавів здебільшого пов'язане з радіаційно-прискореною дифузійною атомів за рахунок балістичного перемішування.

Провели теоретичні дослідження впливу температури опромінення та швидкості пошкоджень на еволюцію мікроструктури сплавів FeCrAl та статистичні властивості преципітатів α' - фази в умовах сталої дії опромінення. У рамках лінійного аналізу на стійкість встановлено фазові діаграми, які ілюструють область значень параметрів системи випадіння преципітатів хрому. Показано, що додавання алюмінію збільшує критичну температуру стійкості преципітатів та розширює інтервал концентрації хрому для реалізації процесів фазового розшарування (рис. 1) [4].

Встановлено, що балістичне перемішування, індуковане опроміненням, обмежує область параметрів стійкості преципітатів на малих температурах. Використовуючи підходи числового моделювання проаналізовано вплив умов опромінення на еволюцію преципітатів хрому, які були в неопромінюваній системі, та їх статистичні характеристики (рис. 2,3) [4-5].

Показано, що конкуренція термічної дифузії та балістичного перемішування контролює мікроструктуру сплаву впродовж опромінення. Виявлено, що збільшення температури опромінення приводить до таких же ефектів, як і зменшення швидкості дефектоутворення: прискорення динаміки фазового розпаду, збільшення середнього розміру преципітатів та зменшення їх кількості. Цей ефект пояснюється конкуренцією між балістичним перемішуванням, відповідальним за нестабільність однорідної конфігурації, і термодинамічною силою, що пригнічує таку нестабільність.

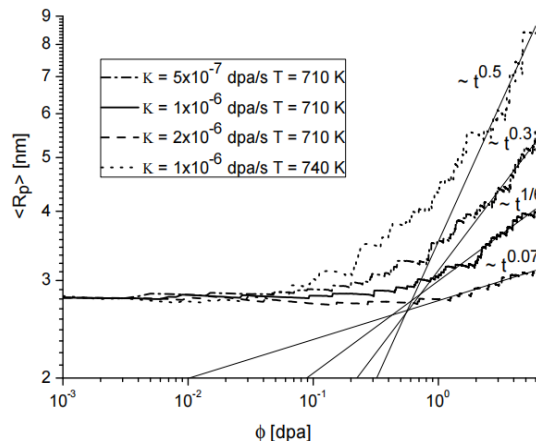


Рис. 2. Еволюція середнього розміру преципітатів $\langle R^2 \rangle$ від дози опромінення ϕ для відпаленого сплаву Fe-30%Cr-5%Al при різних умовах опромінення

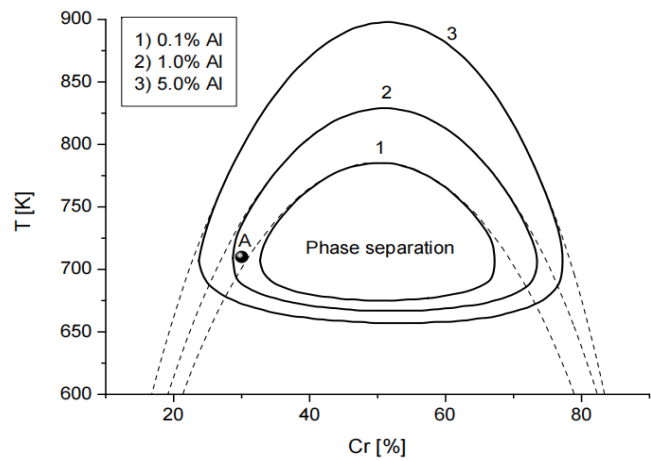


Рис. 1. Фазова діаграма для сплавів FeCrAl для різних значень концентрації алюмінію: штрихові криві відповідають неопромінюваним системам; суцільні криві – опромінюваним системам при $K = 10^{-6}$ з.н.а./сек.

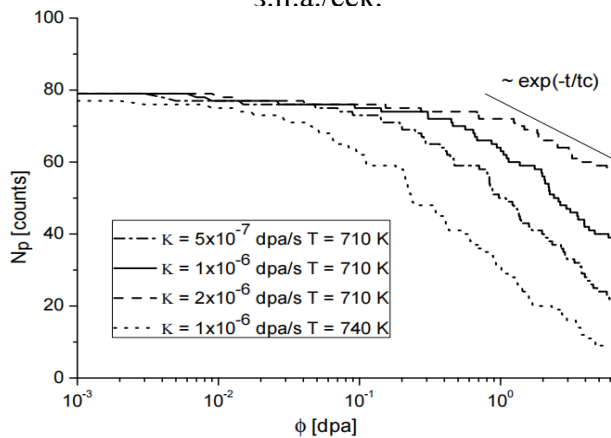


Рис. 3. Еволюція кількості преципітатів N_p від дози опромінення ϕ для відпаленого сплаву Fe-30%Cr-5%Al при різних умовах опромінення

Список використаних джерел

- [1] J.F. Collins, F.C. Robertshaw. Advanced Long-Life Reactor Fuel Cladding and Structural Materials Development. Sixth Annu. Rep. - High Temp. Mater. Programs Part A - GEMP-475A 143–174 (1967)
- [2] P. Wang, Y. Qiao, W. Qi, S. Du, Z. Liu, F. Meng, X. Zhang, K. Wang, Q. Li, Z. Yao et al. Preparation and properties study of Cr on FeCrAl cladding materials. Frontiers in Materials 8, 621086 (2021).
- [3] S.E. Sadique, A.H. Mollah, M.S. Islam, M.M. Ali, M.H.H. Megat, S. Basri. High-temperature oxidation behavior of iron–chromium–aluminum alloys. Oxidation of Metals 54, 385–400 (2000).
- [4] G.S. Was. Fundamentals of Radiation Materials Science Metals and Alloys. Fundamentals of Radiation Materials Science-Metals and Alloys (Springer) (2007).
- [5] E.A. Gulbransen, K.F. Andrew. Oxidation Studies on the Iron-Chromium-Aluminum Heater Alloys. Journal of the Electrochemical Society 106, 294 (1959).

МІКРОСТРУКТУРА ПОКРИТТІВ З ТАНТАЛУ, ОТРИМАНИХ МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО РОЗПИЛЕННЯ ІМПУЛЬСАМИ ВИСОКОЇ ПОТУЖНОСТІ

Луговський В.О.; Гончаренко О.І.; Коломієць В.М., к.ф.-м.н.;
Бугай О.М. к.ф.-м.н.; Кравченко С.М.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Тантал (Ta) – тугоплавкий метал, що поєднує в собі дуже привабливі властивості, такі як високотемпературна стабільність (температура плавлення ~ 3000 °C), висока щільність ($16,6$ г/см³), корозійна стійкість та біосумісність. Він також має міцні механічні властивості, високу твердість і зносостійкість. З цих причин тонкі плівки Ta знайшли застосування в різних технологічних галузях, таких як електроніка, балістичні ракети та космічні апарати, а також захисні покриття в ортопедичних імплантатах [1]. Добре відомо, що у формі тонкої плівки можна синтезувати дві різні кристалографічні фази Ta: термодинамічно стабільну фазу α -Ta з об'ємно-центрованою кубічною (ОЦК) структурою та метастабільну тетрагональну структуру β -Ta.

Фазу α -Ta, зазвичай, досить важко отримати методом магнетронного розпилення без нагріву підкладки, без прикладення напруги зміщення на підкладку або без використання певних буферних (проміжних) шарів з параметром ґратки близьким до параметра ґратки α -Ta. Численні роботи за останні роки були присвячені спробам пов'язати вплив умов розпилення на формування фази танталу та з'ясувати основні механізми, які визначають процес утворення фази α -Ta чи β -Ta. Вивчення літературних даних показує розрізнені та заплутані результати, оскільки, у багатьох звітах танталові плівки містили суміш обох фаз [2].

У роботі [2] показано, що переважне утворення β -Ta з орієнтацією (002) зумовлене нижчим активаційним бар'єром. Таким чином, можна припустити, що покриття з Ta, осаджені за наявності високої енергії активації, повинні складатися переважно з α -Ta. Цей висновок підтверджений також проведеними дослідженнями у роботі [3], в якій вказується, що основною умовою формування α -Ta або β -Ta є температура підкладки.

Слід зазначити, що у більшості конфігурацій магнетронних систем відстань від мішені до підкладки обмежена і, зазвичай, становить 5-10 см, що сприяє променевому перенесенню тепла до підкладки. Наприклад, Аламі та ін [4], використовуючи високопотужні імпульсні магнетронні розряди розпилення, спостерігали, що формування фази залежало від прикладеної напруги зміщення, що в свою чергу, призводило до підвищення температури підкладки за рахунок бомбардування іонами робочого газу та іонами матеріалу розпилення.

Згідно з [3] плівки Ta, осаджені при температурі вище 327 °C, містили 100% α -Ta. В цій роботі для відділення впливу термічно активованих процесів на формування покриття Ta мішень розміщувалася на відстані 18 см до підкладки за умов низької швидкості осадження.

Виходячи з вищевказаного виникає необхідність додаткового дослідження фазового складу покриттів з Ta методом магнетронного розпилення імпульсами високої потужності.

Покриття з танталу були нанесені на поліровані підкладки з міді, а також на підкладки з міді з попередньо нанесеним буферним шаром Nb. Перед осадженням покриттів проводилося травлення підкладок для їх очищення та активації поверхні. Відстань від катода (матеріала мішені) до підкладки складала 5.5 см. Параметри нанесення покриттів були такими: напруга на катоді $U = 380 \pm 10$ В; сила струму в імпульсі близько $I_{imp} = 30 \pm 5$ А; ширина імпульсу $t_{imp} = 32 \pm 1$ мкс; частота імпульсу $f_{imp} = 500$ Гц; температура підкладки 200 °C; залишковий тиск у вакуумній камері $\leq 10^{-4}$ Па; тиск аргону у вакуумній камері під час наплення $P = 1 \pm 0,2$ Па; час наплення для Nb ($t = 60$ хв.); час наплення для Ta ($t = 300$ хв); напруга зміщення на підкладці $U_{змщ.} = 40 \pm 5$ В.

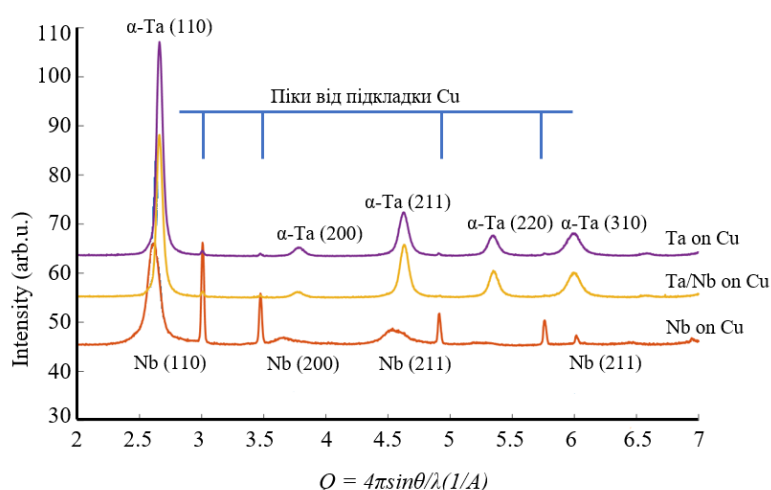


Рис. 1. Дифрактограми покриттів Ta на підкладки з міді з попередньо нанесеним підшаром Nb та без нього. Cu випромінювання, $\lambda = 1.5418 \text{ \AA}$

Результати малокутової рентгенівської дифракції представлені на рис. 1. Покриття з Ta на підкладці з Cu мають фазу α -Ta з ОЦК структурою. Для зразків Ta/Nb/Cu також фіксуються піки α -Ta, піки для Nb практично непомітні, що пов'язано з досить великою товщиною плівки Ta (~20 мкм). Також слід зазначити, що незважаючи на нагрівання підкладки і термостабілізацію покриття при температурі 200 °C протягом 20 хвилин після напилення, плівка має залишкові мікронапруження.

Аналіз даних енергодисперсійної рентгенівської спектроскопії EDX (рис. 2) з визначення елементного складу матеріалів показав відсутність додаткових домішок у досліджуваних покриттях, окрім незначної кількості (~ 2%) кисню, хоча оксидів танталу на дифрактограмах не спостерігається.

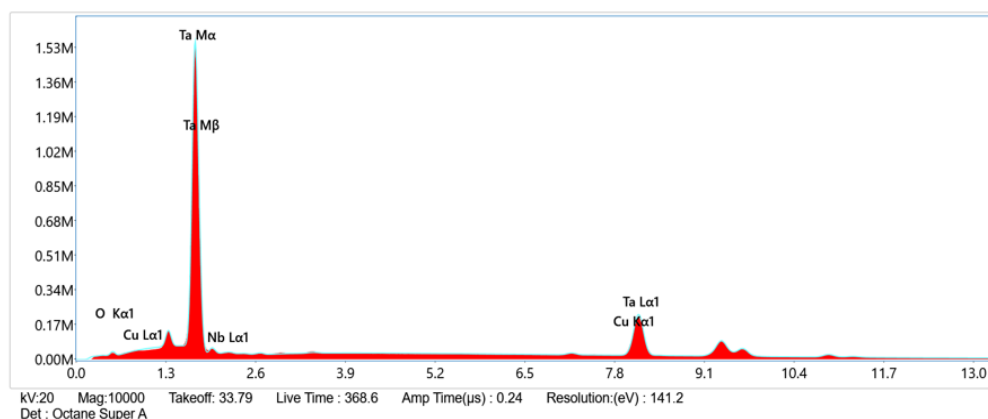


Рис. 2. EDX-спектр покриття Ta на підкладки з міді з попередньо нанесеним підшаром Nb

Покриття з Ta осаджені при температурі підкладки 200 °C незалежно від наявності буферного шару з Nb мають виражену фазу α -Ta з ОЦК структурою, що добре узгоджується з результатами роботи [3, 4].

Список використаних джерел

- [1] Gladczuk, L., Patel, A., Paur, C. S., & Sosnowski, M. (2004). Tantalum films for protective coatings of steel. *Thin Solid Films*, 467(1–2), 150–157. <https://doi.org/10.1016/J.TSF.2004.04.041>
- [2] Colin, J. J., Abadias, G., Michel, A., & Jaouen, C. (2017). On the origin of the metastable β -Ta phase stabilization in tantalum sputtered thin films. *Acta Materialia*, 126, 481–493. <https://doi.org/10.1016/J.ACTAMAT.2016.12>
- [3] Abadias, G., Colin, J. J., Tingaud, D., [et al]. (2019). Elastic properties of α - and β -tantalum thin films. *Thin Solid Films*, 688, 137403. <https://doi.org/10.1016/J.TSF.2019.06.053>
- [4] Alami, J., Eklund, P., Andersson, J. M., [et al]. (2007). Phase tailoring of Ta thin films by highly ionized pulsed magnetron sputtering. *Thin Solid Films*, 515(7–8), 3434–3438. <https://doi.org/10.1016/J.TSF.2006.10.013>

ВИПРОМІНЮВАННЯ ВІРТУАЛЬНОГО ФОТОНА У ПОЛІ ЛІНІЙНО-ПОЛЯРИЗОВАНОЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ

Макаренко О. В., асп.; Ворошило О. І., к.ф.-м.н., с.н.с.; Лебедь О. А., д.ф.-м.н., с.д.
Інститут прикладної фізики Національної академії наук України, Суми, Україна

Вивчення елементарних квантово-електродинамічних процесів в інтенсивних електромагнітних полях є актуальним як з фундаментальної точки зору, так і через прикладне значення в лазерній фізиці, астрофізиці та фізиці високих енергій. У роботі досліджені процеси КЕД першого порядку у полі лінійно-поляризованої хвилі, зокрема випромінювання фотона електроном, анігіляцію та утворення електрон-позитронних пар для віртуальних фотонних станів. Це дослідження проведене з метою побудови аналітичної теорії процесів 2-го порядку за сталою тонкої структури з фотонним проміжним станом в полі електромагнітної хвилі, в якій ймовірності вказаних процесів 1-го порядку, є структурними одиницями. Відмітимо, що на сьогодні аналітичні теорії процесів 2-го порядку не розроблені, а для теоретичного підтвердження експериментальних даних використовуються різні наближення.

В якості базового для розрахунків розглянутий процес випромінювання фотона при розсіянні електрона в полі хвилі. Інші процеси 1-го порядку в полі хвилі, такі як, анігіляції електрон-позитронної пари; утворення електрон-позитронної пари фотоном, поглинання фотона електроном, в силу крос-інваріантності, можуть бути отримані із виразів для базового процесу простими підстановками.

В дослідженні використані методи квантової електродинаміки, що враховують поляризаційні властивості віртуального (проміжного) фотона, який на відміну від реального має три поляризації. В якості поляризаційних використовує такі вектори:

$$e_1 = e_x - ((k_f e_x)/(k k_f)) k, \quad e_2 = e_y - ((k_f e_y)/(k k_f)) k, \quad e_3 = n_f - \lambda k / (k n_f), \quad (1)$$

де k_f – хвильовий вектор випроміненого фотона; $n_f = k_f / \sqrt{|k_f|^2}$, $\lambda = e_0^2 = \pm 1$; k – хвильовий 4-вектор; e_x, e_y – 4-вектори поляризації хвилі. 4-вектори (1) є ортонормованими: $(e_i e_j) = 0$ для $i \neq j$, $e_j^2 = -1$; $(k_f e_j) = 0$ для $j = 1, 2, 3$.

Амплітуда процесу має додатковий поляризаційний член, який відповідає додатковій поляризації віртуального фотона вздовж вектору e_3 (1). В ймовірності, як квадратичній формі від амплітуди, присутні додаткові члени, що відповідають лінійним, циркулярним (круговим) та під кутом $\pi/4$ поляризаційним ефектами в площинах поляризації: $e_1 e_3, e_2 e_3$. Ймовірність може бути представлена у вигляді суми парціальних компонент: $dW_{fi} = \sum_{l=1}^{\infty} W_{fi}^{(l)}$. Парціальна ймовірність має вигляд:

$$dW_{fi}^{(l)} = w_0 W \delta^{(4)}(\tilde{p}_i + l k - \tilde{p}_f - k_f), \quad (2)$$

де w_0 – нормувальна стала; p_i, p_f – 4-імпульси початкового і кінцевого електронів; “тільда” над імпульсами позначає відповідні квазіімпульси [1]; W визначається виразом:

$$W = \frac{1}{3} w_{unpolar} + \sum_{i=1}^2 \sum_{j=i+1}^3 \left(\xi_1^{(ij)} (w(e_i) - w(e_j)) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \xi_2^{(ij)} \left(w(e_{\pi/4}^{(ij)}) - w(e_{-\pi/4}^{(ij)}) \right) + \frac{1}{2} \xi_3^{(ij)} \left(w(e_+^{(ij)}) - w(e_-^{(ij)}) \right) \right), \quad (3)$$

де $\xi_1^{(ij)}, \xi_2^{(ij)}, \xi_3^{(ij)}$ – узагальнення параметрів Стокса на площини поляризації: $e_1 e_2, e_1 e_3, e_2 e_3$; $e_{\pm\pi/4}^{(ij)}, e_{\pm}^{(ij)}$ – узагальнення векторів кругової (циркулярної) та поляризації під кутом $\pm 45^\circ$ для цих же площин:

$$\xi_1^{(ij)} = |(e_f^* e_i)^2 - (e_f^* e_j)^2|, \quad \xi_2^{(ij)} = 2\Re((e_f^* e_i)(e_f e_j)), \quad \xi_3^{(ij)} = 2\Im((e_f^* e_i)(e_f e_j)), \quad (4)$$

$$e_{\pm\pi/4}^{(ij)} = (e_i \pm e_j)/\sqrt{2}, \quad e_{\pm}^{(ij)} = (e_i \pm i e_j)/\sqrt{2}. \quad (5)$$

Розрахунки для інваріантних частин ймовірностей $w_{unpolar}, w(e)$ виконуються за

формулами:

$$w_{unpolar} = -(1/4)Sp\{[\hat{p}_f + m]M_{l,\mu}(p_f, p_i)[\hat{p}_i + m]\bar{M}_l^\mu(p_f, p_i)\}, \quad (6)$$

$$w(e) = (1/4)Sp\{[\hat{p}_f + m]\left(eM_l(p_f, p_i)\right)[\hat{p}_i + m]\left(e^*\bar{M}_l(p_f, p_i)\right)\}. \quad (7)$$

Явний вигляд для 4-рядної матриці $M_l(p_f, p_i)$ можна знайти в монографіях [2,3].

Розрахунки для неполяризованого фотонного стану за формулою (6) дають:

$$\frac{w_{unpolar}}{2m^2} = -\left(1 + 2\frac{(kk_f)}{m^2}\beta_{res}\right)A_0^2 + \eta^2\left(1 + \frac{(kk_f)^2}{2(kp_i)(kp_f)}\right)(A_1^2 - A_2A_0), \quad (8)$$

де параметр β_{res} визначає відхилення фотонного стану від масової поверхні, і має вигляд:

$$\beta_{res} = k_f^2/(2l(kk_f)). \quad (15)$$

Функції A_0, A_1, A_2 у виразі (8) мають вигляд [1]:

$$A_0 = L_l, \quad A_1 = (L_{l+1} + L_{l-1})/2, \quad A_2 = \left(L_l + \frac{1}{2}(L_{l+2} + L_{l-2})\right)/2, \quad (10)$$

$$L_l = \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_{l-2s}(y)J_s(b). \quad (11)$$

Тут $J_r(\gamma)$ – функції Бесселя; аргументи функції L_l мають вигляд:

$$y(p_f, p_i) = 2l\eta(m/\tilde{m})\sqrt{(\tilde{m}^2\beta_-/(2l))(1 - \tilde{m}^2\beta_-/(2l) - \beta_{res})}\cos\psi, \quad (12)$$

$$\psi = \angle(\mathbf{g}, \mathbf{e}_x), \quad \mathbf{g} = \mathbf{p}_f/(kp_f) - \mathbf{p}_i/(kp_i), \quad (13)$$

$$b(p_f, p_i) = m^2\eta^2\beta_-/8, \quad \beta_- = 1/(kp_f) - 1/(kp_i), \quad (14)$$

Відмітимо, що в граничному випадку $\beta_{res} = 0$ вираз (8) переходить у відомий вираз для ймовірності процесу випромінювання поляризованого фотона електроном у полі лінійно-поляризованої електромагнітної хвилі[1].

Авторами розраховані інші поляризаційні доданки у виразі (3), але не можуть бути приведені через їх громіздкість.

Отримані результати дозволяють ефективно описувати процеси другого порядку через ймовірності процесів першого порядку, що відкриває нові можливості для дослідження фундаментальних явищ КЕД у зовнішніх полях.

Список використаних джерел

- [1] V.I. Ritus A.I. Nikishov. Quantum electrodynamics of phenomena in an intense field. Trudy FIAN, 111. 1979, p. 1-279.
- [2] С.П. Рошупкін, О.І. Ворошило Когерентні і резонансні ефекти квантової електродинаміки у світловому полі // Видавництво «Наукова думка» 2008.
- [3] С.П. Рошупкін, Лебедь О.А. Ефекти сильного імпульсного світлового поля в процесах квантової електродинаміки // Видавництво „Наукова думка”, 2013.

ВПЛИВ СЕРЕДОВИЩА ТА УМОВ ЗАГУЩЕННЯ СУСПЕНЗІЙ КЛІТИН НА ФОРМУВАННЯ ФРАКТАЛЬНИХ СТРУКТУР

Маринченко Л. В.¹, к.т.н., с.н.с.; Ніжельська О. І.², к.б.н.

¹ *Факультет біотехнології і біотехніки, КПІ ім. Ігоря Сікорського, 37, Берестейський проспект, Київ-03056, Україна*

² *Лабораторія композитних матеріалів атомно-водневої енергетики Інституту прикладної фізики НАН України (Суми), Україна*

Спостереження за складними об'єктами як неживої, так і живої матерії викликають, крім захоплення, намагання описати їх зображення та поведінку засобами математики. Динаміку таких систем у першому наближенні описують рівняння Лотки-Вольтерри, а примхливий рисунок таких об'єктів – фрактальна розмірність, що має не цілі числа. Дійсно, багато прикладів організації розвитку гілок на дереві або кровоносних судин наводять на думку про самоподібність цих об'єктів у разі масштабування [1].

Слід зазначити, що однакове значення параметру фрактальної розмірності D не означає автоматичної схожості розглянутих об'єктів, але дає уявлення про їх складність і певною мірою дають змогу описати відмінності у межах подібних зображень. Додатковим параметром для цього може слугувати лакунарність L , що зазвичай відрізняється для різних зображень з близьким значенням фрактальності.

Останніми роками з'явилося багато досліджень, які пов'язують фрактальність і лакунарність з такими технологічними параметрами, як, наприклад, теплопровідність або магнітні властивості матеріалу, або інтенсивність трафіку великих міст. Нашу увагу привертає зв'язок біологічних властивостей із самоорганізацією живого об'єкта. Особливий інтерес викликає подібність штучних або синтетичних об'єктів до натуральних, створених роками еволюції [1].

З цієї точки зору, було б цікаво, крім матеріалу, обирати відповідну фрактальну розмірність та лакунарність, наприклад, матеріалу для протезування або для біочіпів, для підбору поверхні для іммобілізації клітин або середовища для росту культур мікроорганізмів.

Створення біосумісних тканин та органів на заміну пошкодженим є однією з головних задач тканинної інженерії на відміну від прямої трансплантації [1]. Формування подібних до природних фракталоподібних структур може бути здійснено шляхом комп'ютерного моделювання, методу друку на 3-D принтері, впливу зовнішнього поля на таку динамічну систему.

Широкі можливості в цьому напрямі дає друк на 3-D принтері біоімплантів за допомогою спеціальних «біочорнил», які являють собою суспензію відповідних клітин в рідкому середовищі. Як основу використовують буферні розчини з додаванням поживних речовин, компонентів матриксу для відповідної тканини та загусників (агару). Приклади впливу буфера з додаванням агару на фрактальну розмірність та лакунарність самоорганізованих структур-дендритів з міді показано в [2]. Найбільш розвинуті, деталізовані та впорядковані дендрити мали найвище значення D та найнижчу лакунарність.

Одним з найбільш поширених є фізіологічний розчин (0,9 % NaCl в дистильованій воді), який створює сприятливий осмотичний тиск для більшості клітин. Однак, роль, вочевидь, цим не обмежується. Підтвердженням цього є наші дослідження [3, 4] з клітинами мікроорганізмів, структури з яких у разі висихання краплі суспензії на поверхні кремнієвої пластинки неочікувано відрізнялись.

Виявилось, що за деяких обставин, як-от: склад середовища або вплив магнітного поля, клітини утворювали або не утворювали певні фігури. Також за однакових умов відрізнялись терміни зберігання висохлих зразків без руйнування, і це корелювало із

здатністю до утворення фракталоподібних фігур. Для клітин прісноводних водоростей така здатність корелювала з фізіологічною активністю та рухливістю клітин.

Приклади зображень наведено на рисунках 1 і 2.

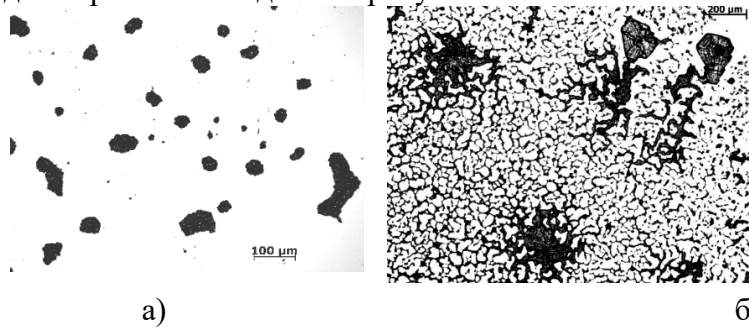


Рис. 1. Мікрозображення висохлої на поверхні кремнієвої пластини краплини суспензії клітин дріжджів *Saccharomyces cerevisiae*: а) у дистильованій воді клітини дріжджів скупчені у грудочки; б) у фізіологічній клітини дріжджів утворюють фракталоподібні структури навколо кристаликів солі.

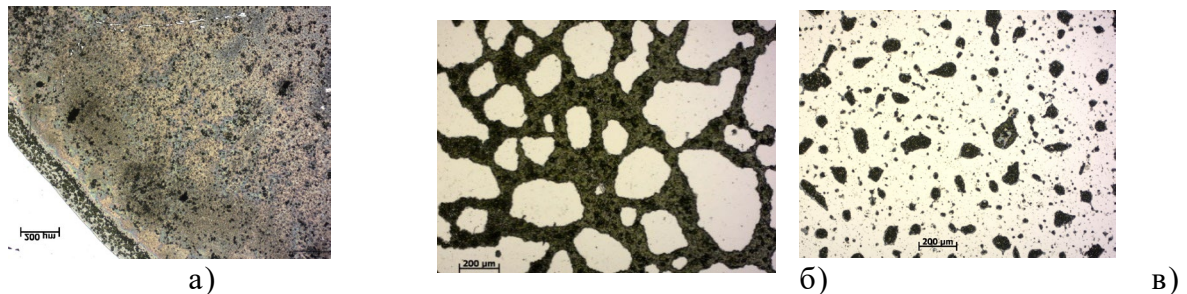


Рис. 2. Мікрозображення висохлої на поверхні кремнієвої пластини краплини під дією магнітного поля індукцією 0,17 Тл суспензії прісноводних водоростей *Chlamydomonas*: а) контроль, активний штам 751, крапля суспензії висихала без впливу магнітного поля; б) активний штам 751, в) неактивний штам 759.

Отже, перед застосуванням 3-D друку, особливо біоімплантатів, доцільно перевіряти «біочорнила» на здатність утворювати фрактальні структури, подібні до природних. У разі значних невідповідностей загуслих матеріалів слід змінити метод друку, склад середовища (буферність системи, осмотичний тиск), а також застосувати обробку електромагнітним полем. Попередні модельні дослідження з клітинами в розчинах може покращити структурне узгодження біоімплантатів з тканинами організму.

Список використаних джерел

- [1] A. Korolj, H. T. Wu, & M. Radisic, «A healthy dose of chaos: Using fractal frameworks for engineering higher-fidelity biomedical systems» *Biomaterials*, v. 219, 119363, 2019, <https://doi.org/10.1016/j.biomaterials.2019.119363>.
- [2] J. Al Saadi and L. Badr, «Fractal dimension, lacunarity, and Shannon entropy of selfassembled macroscopic copper dendrites» *Front. Phys.*, v. 12, 1278781, 2024, <https://doi.org/10.3389/fphy.2024.1278781>.
- [3] O. I. Nizhelska, L. V. Marynchenko, V. A. Makara, S. M. Naumenko & A. M. Kurylyuk «The stabilizing effect of magnetic field for the shape of yeast cells *Saccharomyces cerevisiae* on silicon surface» *Innovative biosystems & bioengineering*, v.2, no. 4, p. 278-286, 2018, <https://doi.org/10.20535/ibb.2018.2.4.151881>.
- [4] L. V. Marynchenko, O. I. Nizhelska, A. S. Shirinyan & N. O. Gorchakova «Evaluating the interaction between silicon surface and microorganisms in various solvents under the influence of a static magnetic field using fractal analysis» *Innovative biosystems & bioengineering*, v.8, no. 2, p. 69-84, 2024, <https://doi.org/10.20535/ibb.2024.8.2.297364>.

LATEST TRENDS IN WAKEFIELD ACCELERATION

***Demydenko I. V.¹, student; C.A.Lindström³, Dr.Sc.; Maslov V. I.⁴, Dr.Sc., professor;
R.T.Ovsiannikov², J.Sc.Res, D.O.Shendryk⁵, student***

¹*V.N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*

²*NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Kharkiv, Ukraine*

³*Department of Physics, Univ. of Oslo, PO Box 1048, Blindern, N-0316, Oslo, Norway*

⁴*Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, Germany* ⁵*Ruhr-Universität Bochum, Germany vasyl.maslov@desy.de*

High-efficiency acceleration of charged particle beams in the plasma wakefield accelerator was studied experimentally and by numerical simulation (see [1]-[9]). The most impressive experimental results [1] until now in electron accelerating by a wakefield, excited in a plasma, have been achieved using capillary-generated plasma. Plasma-wakefield acceleration provides high accelerating gradients [1,10], promises compact accelerators of high-brightness and highenergy electron beams. Applications of plasma-wakefield accelerators, in particular, particle colliders (see [11-14]) and free-electron lasers (see [15]) demand low energy spread beams, their small emittance, high current of accelerated bunches, large transformer ratio and high-efficiency operation. Achievement of these requires plateau formation on both the accelerating field for witness-bunch and the decelerating fields for driver-bunch. As it is known plateau formation is possible by controlled beam loading with careful shaping current profile and beam charge selection. We will demonstrate by numerical simulation by PIC code such optimal beam loading in a linear, weakly nonlinear and blowout electron-driven plasma accelerators. Beams for plasma accelerator are prepared with RF linear accelerator with high beam quality. Problems of acceleration of positron bunches in plasma, focusing and stable transport of electron and positron bunches in plasma (see [16]) are important. In the blowout regime the hose instability can appear [17]. Earlier investigations [18]-[20] show that the instability is essentially suppressed if the focusing force is inhomogeneous along the bubble, and radial inhomogeneity can be additional effect. The problem of the instability can be solved in weakly nonlinear regime. In weakly nonlinear regime throughout the areas of the driver and witness bunches the focusing force is inhomogeneous. Radial inhomogeneity of residual plasma electron distribution also leads to bunch stabilization. We will present results of analytical investigation of hose instability suppression in plasma wakefield accelerator driven by electron bunch in the weakly nonlinear and blowout regimes.

The resonant sequence of electron bunches can be unstable due to the destruction of the bunches. In this report we show by numerical simulation the possible way of suppressing this instability by shaping of the bunches.

We will present in the paper results on:

- wakefield passive plasma lenses (due to loading effect) for identical focusing of short or long homogeneous electron or positron bunch or Gaussian bunch depending on its length, charge for stable electron or positron beam propagation in a plasma column;
- optimal beam loading for the self-consistent distributions of a decelerating wakefield of plateau type for a driver-bunch and an accelerating wakefield of plateau type for a witness-bunch during all time of acceleration;
- control of optimal field shape (by loading effect), accelerating electron or positron bunch in plasma wakefield;
- obtaining long electron witness-bunch of good quality (due to loading effect) in plasma wakefield accelerator at high transformer ratio.

References

- [1] J.B. Rosenzweig et al, "Acceleration and Focusing of Electrons in TwoDimensional Nonlinear Plasma Wake Fields" Phys. Rev. A, v. 44 (N10), p. R6190- R6192, 1991.

- [2] W.P. Leemans et al. Phys. Rev. Lett. 113 (2014) 245002.
- [3] M.Litos et al. Nature. 515, 92 (2014).
- [4] C.A.Lindstrøm et al. Phys. Rev. Lett. 126, 014801 (2021).
- [5] D.O.Shendryk et al. Problems of Atomic Science and Technology. 6, 65 (2023).
- [6] I.V.Demydenko, V.I. Maslov. Problems of Atomic Science and Technology. 3, 108 (2023).
- [7] D.S. Bondar et al. Problems of Atomic Science and Technology. 4, 67 (2023).
- [8] V.I.Maslov et al. Photonics. 9, 174 (2022).
- [9] V.I.Maslov et al. In book Progress in Laser Accelerator and Future Prospects. Ed. Toshiki Tajima and Pisin Chen, 141-147 (2023).
- [10] V.I.Maslov et al. Problems of Atomic Science and Technology. 6, 52 (2021).
- [11] I.Blumenfeld et al. Nature, Letters. 445 (2007) 741.
- [12] J.Vieira, B.Cros, P.Muggli, et al. Report on the Advanced Linear Collider Study Group (ALEGRO) Workshop 2024. arXiv:2408.03968v2.
- [13] E.Adli, J.Appleby, T.L.Barklow et al. HALHF: a hybrid, asymmetric, linear Higgs factory using plasma- and RF-based acceleration. arXiv:2503.19880. 2025. <https://arxiv.org/abs/2503.19880>.
- [14] C.Balazs, G.Taylor, W. Mitaroff et al. A Linear Collider Vision for the Future of Particle Physics. arxiv:2503.19983v2 [hep-ex] 31 Mar 2025.
- [15] A.Martinez de la Ossa, J.Osterhoff, M.Kirchen et al. The Plasma Injector for PETRA IV. 67th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Future Light Sources. Lucerne, DESY, Switzerland. 2023.
- [16] C.Benedetti et al. arXiv preprint arXiv:2203.08366. 2022. [17] S.Diederichs et al. Physics of Plasmas. 29 (2022) 043101.
- [18] D.H. Whittum et al. Phys. Rev. Lett.. 67, 991 (1991).
- [19] A.Martinez de la Ossa et al. Phys. Rev. Lett. 121, 064803 (2018).
- [20] G.Loisch et al. J.Phys.: Conf. Ser. 1596, 012003 (2020).

ВПЛИВ РІЗНИХ ДОЗ e -ОПРОМІНЕННЯ НА ЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ВПОПЕРЕК ШАРІВ n -InSe

**Маслюк В.Т.¹, д.ф.-м.н., проф.; Мінтянський І.В.², к.ф.-м.н., с.н.с.; Савицький П.І.²,
к.ф.-м.н., с.н.с.**

¹ Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

² Чернівецьке відділення Інституту проблем матеріалознавства НАН України, Чернівці,
Україна

Відкриття графену з його екзотичними властивостями є значним кроком у пошуку матеріалів, що можуть бути альтернативою кремнію. Але графен, попри чудові електричні параметри, не має забороненої зони, що обмежує його застосування. Тому є підвищений інтерес до вивчення інших двовимірних (2D) шаруватих матеріалів. Маючи рухливість електронів $\sim 10^3$ см²/В·с при кімнатній температурі, високу фоточутливість та досконалі поверхні сколу серед них найбільш перспективним вважається моноселенід індію *InSe*, який ще називають графеном серед напівпровідників.

Кристали *InSe* володіють екстремальною механічною анізотропією - ковалентно-іонні шари взаємодіють за допомогою слабких ван-дер-ваальсових сил. Від об'ємних монокристалів можна легко відщеплювати тонкі досконалі пластинки, навіть моношарові, і формувати ефективні 2D-2D та 2D-3D об'ємні та наногетероструктури, для яких неспівпадання ґраток на інтерфейсах, головна перешкода 3D матеріалів, є неістотною. Важливою є можливість контролювано змінювати властивості вирощеного *n-InSe*

впровадженням в міжшарові простори сторонніх атомів, іонів чи молекул. Також відомо, що значне фонове число дефектів в значній мірі нівелює вплив радіації і зумовлює підвищену (порівняно з *Si*) стійкість матеріалу до β -, γ -, нейтронного та протонного опромінення.

Більшість застосувань напівпровідників визначаються їх електричними властивостями. Що стосується анізотропії провідності $\sigma_{\perp C}/\sigma_{\parallel C}$ (відношення поздовжньої та поперечної до шарів компонент), то, з огляду на квазіізотропну зонну структуру, для *InSe* вона є несподівано високою. Через розходження характеристик і погану повторюваність результатів число публікацій по анізотропії в чистих та легованих монокристалах дуже обмежене. Що ж стосується *e*-впливу, то параметр $\sigma_{\perp C}/\sigma_{\parallel C}$ іншими авторами не вивчався.

В цьому повідомленні представлено вивчення впливу різної послідовності високоенергетичного електронного опромінення на електричні властивості *n-InSe* при проходженні постійного струму впоперек шарів. Монокристали вирощували методом Бріджмена із нестехіометричного розплаву $In_{1,03}Se_{0,97}$. Їх опромінення високоенергетичними електронами (10 MeV) проводилося на мікротроні М-30. Один зразок послідовно опромінювався дозами у 30 та 90 кГр, а інший – двічі по 90 кГр. Вимірювання електропровідностей $\sigma_{\parallel C}$ та $\sigma_{\perp C}$ виконані у діапазоні 80÷400 К для зразків з однаковими вихідними параметрами, при цьому контакти після опромінення не перепаювалися. Для вимірів $\sigma_{\parallel C}$ застосовувався чотиризондовий метод з контактами, розташованими на протилежних сколотих поверхнях: два з них займали переважну частину площі та використовувалися як струмові, а два інших – як зондові.

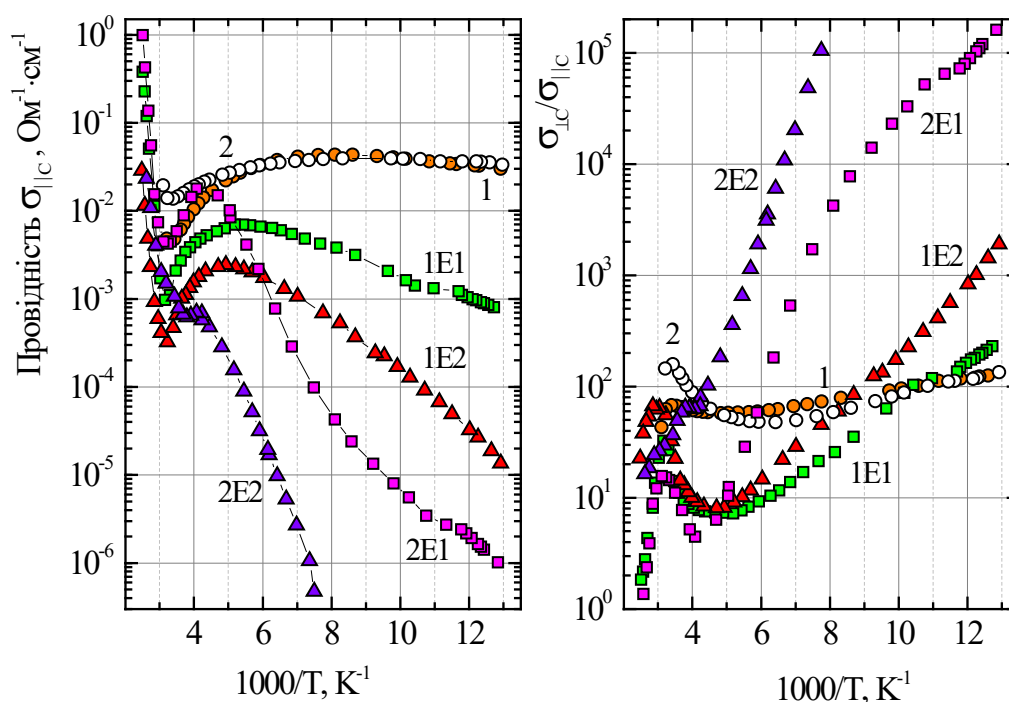


Рис. 1. Температурні залежності $\sigma_{\parallel C}$ та $\sigma_{\perp C}/\sigma_{\parallel C}$ для вихідних (1, 2) та опромінених електронами (1E1, 1E2 і 2E1, 2E2) зразків *InSe*.

В низькотемпературній області поперечна провідність обох вихідних зразків *InSe* змінюється незначно (рис. 1). Після опромінення у цьому діапазоні залежність $\sigma_{\parallel C}(T)$ має виражений напівпровідниковий характер. Величина ж провідності при низьких температурах різко зменшується після першого та наступного опромінення. Анізотропія $\sigma_{\perp C}/\sigma_{\parallel C}$, що початково була невисокою і незначно змінювалася з температурою, після радіаційного впливу дуже зросла і для зразка 2E2 перевищує 10^5 вже при 130 К. Така поведінка свідчить про наявність потенціальних бар'єрів, що пов'язуються з високою концентрацією структурних

дефектів упаковки, зокрема, ε -включень в основній γ -структурі чи дислокацій. Такі протяжні площинні недосконалості не впливають на рух носіїв вздовж шарів, але порушують трансляційну інваріантність вздовж осі C . Тому для $\sigma_{||C}$ треба вводити додаткову енергію активації:

$$\sigma_{||C} = en\mu_{||C} \exp(-\Delta E_b / kT) \quad (1)$$

і тоді
$$\sigma_{\perp C} / \sigma_{||C} = A \exp(\Delta E_b / kT). \quad (2)$$

Таблиця 1. Параметри n - $InSe$

Зразок	Доза, кГр	A	ΔE_b , меВ
	0	5	4,7
1E1	30	0,51	41,4
1E2	+90	0,25	58,1
2	0	34	11,4
2E1	90	0,012	≈ 100
2E2	+90	0,0043	189

Як слідує з табл. 1, для вихідних монокристалів величина енергетичного бар'єра незначна, а після опромінення вона різко збільшується, сягаючи 189 меВ для зразка 2E2. Якщо вважати, що анізотропія часів релаксації відсутня, то множник $A = \mu_{\perp C} / \mu_{||C} = m_{||C}^* / m_{\perp C}^*$ для шаруватого $InSe$ навіть менше одиниці. Проте всі попередні експерименти зафіксували значення A , набагато більші одиниці. Тому розглядається двозонна модель, що, крім $3D$ електронів, враховує і $2D$ носії, які не беруть участі в перенесенні заряду через шари та виявлені багатьма авторами. Тоді анізотропія провідності визначається ще й концентраціями таких електронів та їх рухливостями:

$$\frac{\sigma_{\perp C}}{\sigma_{||C}} = \frac{n_2 \mu_{2\perp C} + n_3 \mu_{3\perp C}}{n_3 \mu_{3||C}} \exp(\Delta E_b / kT) \quad (3)$$

Результати досліджень показали, що для обох вихідних кристалів передекспоненційний множник відносно великий. Вважаючи, що відношення рухливостей $2D$ і $3D$ електронів вздовж шарів при 80 К становить $\approx 0,07$ [1], отримуємо, що $n_2/n_3 \approx 350$ та 790 для зразків 1 і 2 відповідно, тобто двовимірні носії очевидно домінують. Але після e -впливу параметр A різко зменшується. Такі низькі і істотно менші одиниці значення вже не можна пояснити співвідношенням (3). Вважаємо, що після опромінення $2D$ підзони зберігаються, концентрація електронів в основній зоні провідності $n_3 \ll n_2$, а тривимірні носії термозбуджені з $2D$ підзони, тобто $n_3 \sim \exp(-\Delta E_d / kT)$. Це пояснює отримані дані, бо означає, що у формулі (3) ΔE_b є сумою власне енергії активації поперечної рухливості та глибини двовимірної підзони, а знаменник очевидно більший.

Список використаних джерел

[1] I.V.Mintyanskii, P.I.Savitskii, and Z.D. Kovalyuk, «Two-band conduction in electron-irradiated n - $InSe$ single crystals», Physica Status Solidi B, v. 252, No. 2, p. 346–356, 2015.

ОПИС ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ СТАНІВ ФОТОНА ТА ЕЛЕКТРОНА В ПРОЦЕСАХ КЕД В СИЛЬНИХ ЛАЗЕРНИХ ПОЛЯХ

Недорешта В.М., к.ф.-м.н., н.с.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Дослідження ефектів спіну та поляризації в КЕД у сильних лазерних полях досягло в останні роки значного прогресу. Актуальність вирішення даної задачі обумовлена зростаючим інтересом до розробки експериментів по перевірці процесів кед у сильних полях. Так, в експерименті E-144 [1] досліджувався так званий тризуб-процес: при взаємодії електронного пучка з лазерним променем генерувалися розсіяні комптонівські фотони, що на другому етапі створювали у полі лазера електрон-позитронні пари. Одним з вирішальних аспектів тризуб-процесу є те, що він залежить від поляризації частинок-учасників [2]. Якщо розглядати народження пари γ -квантами, що стикаються з лінійно поляризованим лазером, ймовірність залежить від відносної орієнтації поляризацій γ -променя та лазера.

Зазвичай інтенсивність процесів взаємодії електрона з полем лазерної хвилі визначається класичним релятивістсько-інваріантним параметром $\eta = |e|F/m\omega$, де e , m - заряд та маса електрона, а F , ω - амплітуда напруженості електричного поля та частота хвилі. Параметр інтенсивності лазера η вказує на нелінійність процесу: при $\eta \ll 1$ процес є лінійним, а повний поперечний переріз можна записати як суму поперечних перерізів від кожного окремого лазерного фотона; при $\eta \sim 1$ кілька лазерних фотонів можуть бути розсіяні одночасно, і в процесі будуть домінувати нелінійні ефекти.

Однак на E144 можна було спостерігати лише невеликі нелінійні ефекти, оскільки інтенсивність лазера η була досить мала з погляду КЕД сильного поля. Це означає, що для отримання значніших ефектів необхідно проводити експерименти з лазерами вищої інтенсивності. Вданий час планується ряд експериментів по взаємодії лазерів з зарядженими частинками. Окремо слід виділити заплановані експерименти LUXE [3] та E320 [4], в яких лазери поєднуються зі звичайними прискорювачами. Це дозволяє досліджувати процеси КЕД у значно інтенсивнішому полі.

Для векторів поперечної поляризації фотона зручно користуватися наступним базисом:

$$e_1 = e'_x - \frac{(k'e'_x)}{(\kappa k')} \kappa, \quad e_2 = e'_y - \frac{(k'e'_y)}{(\kappa k')} \kappa, \quad (1)$$

$$e_1 \kappa = e_2 \kappa = 0, \quad (2)$$

де e_1 , e_2 – два просторово-подібних орта в поперечній площині. Утворені вектори є не тільки взаємно ортогональні, але й виконують умову (2). Якщо лазер лінійно поляризований вздовж осі x , то $j=1$ відповідає Е-поляризації, а $j=2$ – відповідно В-поляризації. Для лазера з циркулярною поляризацією зручно також визначити комплексні ліві/праві базисні вектори:

$$e_{1,2} \rightarrow e_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(e_1 \pm ie_2), \quad e_{1,2} \rightarrow e_{\pm \frac{\pi}{4}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(e_1 \pm e_2). \quad (3)$$

Відзначимо, що Е-поляризовані фотони набагато щільніше колімовані, ніж В-поляризовані. Поблизу краю першої гармоніки вони мають дуже високий ступінь поляризації, що може служити яскравим джерелом поляризованих фотонів енергій порядку Гев.

Матрицю густини електрона можна записати у наступному вигляді:

$$\rho_{ik} = \frac{1}{2}(\hat{p} + m)(1 + \gamma^5 \hat{a})_{ik}. \quad (4)$$

Спіновий 4-вектор α^μ електрона в чистому стані відповідає асимптотичному спіновому стану частинки (при $\alpha^2 = -1$, $p \cdot \alpha = 0$). Зазвичай для електрона використовується наступний спіновий базис:

$$\alpha_{(1,2)}^\mu = e_{1,2}^\mu - \frac{(pe_{1,2})}{(\kappa p)} \kappa^\mu, \quad \alpha_{(3)}^\mu = \frac{p^\mu}{m} - \frac{m}{(\kappa p)} \kappa^\mu, \quad \alpha_{(i)} \cdot \alpha_j = -\delta_{ij}, \quad (5)$$

де $\alpha_{(3)}$ – так званий вектор спіральності світлового фронту.

Якщо лазер лінійно поляризований вздовж осі x , то вектор $\alpha_{(1)}$ вказує напрямок вздовж електричного поля в системі спокою частинки, а $\alpha_{(2)}$ – вздовж магнітного поля. Однак загалом для довільної поляризації не завжди вдається визначити локально постійний напрямок поляризації. Однак це не є проблемою, оскільки немає необхідності обирати вектори в (5) уздовж електричного та магнітного полів, вони просто мають бути взаємно ортогональними та перпендикулярними до κ^μ .

Вектор поляризації α^μ частково поляризованого електрона в змішаному стані, можна розкласти по базису (5):

$$\alpha^\mu = \sum_i n_i \alpha_{(i)}^\mu, \quad (6)$$

який визначається вектором Стокса n :

$$n = \frac{1}{2} u^\dagger \Sigma u (p=0), \quad \Sigma = i \{ \gamma^2 \gamma^3, \gamma^3 \gamma^1, \gamma^1 \gamma^2 \}. \quad (7)$$

Повністю поляризованому електрону відповідає $n=1$, для неполяризованого – $n=0$, а $0 < n^2 < 1$ представляє частково поляризований стан.

Існує також альтернативний спосіб опису довільного поляризаційного стану електрона, в якому використовується матриця спінової густини:

$$\rho = \frac{1}{2} (1 + \sigma \cdot \Xi), \quad (8)$$

де σ – матриці Паулі і $\Xi = \text{tr}(\sigma \rho)$ – вектор поляризації (іноді його називають вектором Блоха). Він визначає стан поляризації на сфері Блоха, при цьому його полюси відповідають чистим спіновим станам уздовж довільно вибраної осі спінового квантування. Матриця щільності частинок кінцевого стану формально пов'язана з матрицею щільності початкового стану наступним чином:

$$\rho_f = S p_i (\Xi_i) S^\dagger, \quad (9)$$

де S – S -матриця. Матриця густини кінцевого стану ρ_f (9) містить повну інформацію про всі частинки в кінцевому стані. Відстеження неспостережуваних величин дозволяє обчислити (зменшену) матрицю спінової густини розсіяних електронів. Імовірність і вектор поляризації кінцевих електронів задаються відповідно

$$P(\Xi_i) = \text{tr}[p_f(\Xi_i)] \quad \text{і} \quad \Xi_f = \frac{\text{tr}[\sigma p_f(\Xi_i)]}{P(\Xi_i)}. \quad (10)$$

Під час проведеного дослідження визначено можливі способи опису поляризаційних станів фотона та електрона в процесах КЕД в сильних лазерних полях

Список використаних джерел

- [1] C. Bula et al, «Observation of nonlinear effects in Compton scattering» Phys. Rev. Lett. 76, 3116–3119, 1996.
- [2] G. Breit and J. A. Wheeler, «Collision of Two Light Quanta» Phys. Rev. 46, 1087, 1934.
- [3] S. Meuren, «Probing strong-field QED at FACET-II (SLAC E-320)» in Third Conference on Extremely High Intensity Laser Physics (ExHILP), 2019.
- [4] H. Abramowicz et al, «Conceptual design report for the LUXE experiment» Eur. Phys. J. Spec. Top. 230, 2445–2560, 2021.

ЗБУДЖЕННЯ ВОДНЕПОДІБНОГО ІОНУ ІМПУЛЬСОМ СТРУКТУРОВАНОГО СВІТЛА

Новак О. П., к.ф.-м.н., с.н.с.; Дяченко М. М., к.ф.-м.н.
 Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Успіхи в експериментальній оптиці відкривають нові можливості генерації пучків світла з незвичними порівняно з плоскою хвилею характеристиками [1]. Термін структуроване світло позначає пучки з можливістю формування довільних просторових та часових розподілів характеристик поля, зокрема, поляризації та кутового моменту світла. Великий інтерес викликають пучки світла, що мають ненульове значення проєкції орбітального кутового моменту (ОКМ) на напрям поширення. Найбільш яскравою їх характеристикою є хвильовий фронт у вигляді спіральної поверхні з оптичною сингулярністю вздовж осі пучка. (Рис 1а). Одним з різновидів ОКМ пучків є бesselеві пучки, які є розв'язками однорідного рівняння Гельмгольца в циліндричних координатах. Розподіл інтенсивності в поперечній площині визначається функціями Бесселя, що і дало їм назву (рис.1б).

Пучки структурованого світла можуть бути сформовані за допомогою спеціальних дифракційних решіток (рис.1в), спіральних фазових пластинок або лінз-аксиконів, та слугують новітнім інструментом дослідження ролі ОКМ у взаємодії світла та речовини. Дослідження останніх років показали, що перебіг процесів іонізації, збудження та комптонівського розсіяння можуть сильно залежати від фазової структури випромінювання. В [2-4] показано, що передача ОКМ призводить до збудження недипольних переходів, причому шкідливий ефект Штарка може бути значно послаблений при розміщенні атома поблизу оптичної сингулярності. Це робить пучки з ОКМ перспективними для використання в атомних годинниках нового покоління. З іншого боку, просторова неоднорідність пучка може слугувати основою для нових методів діагностики іонів в пастках.

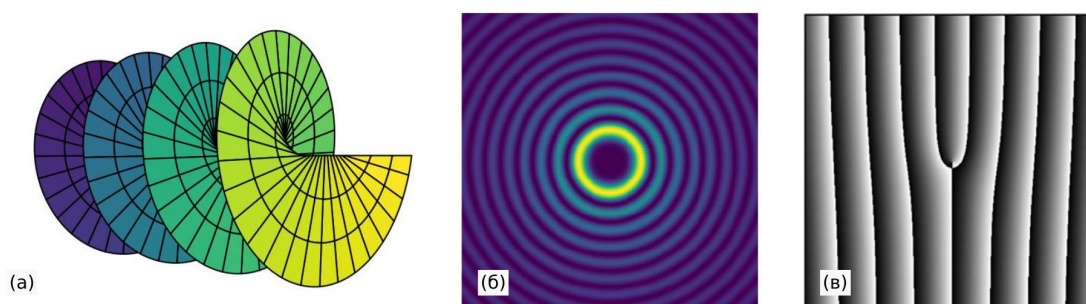


Рис.1. Властивості пучків світла з ОКМ. а) хвильовий фронт; б) радіальний розподіл інтенсивності; в) приклад дифракційної решітки для генерації пучків з ОКМ [5].

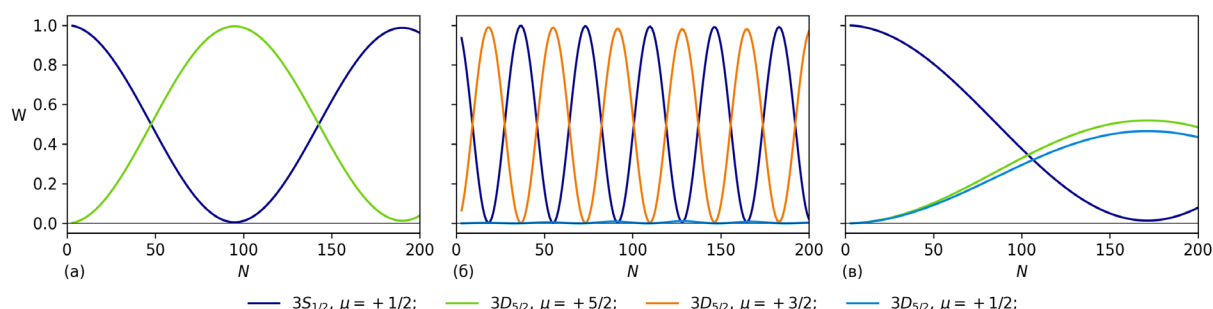


Рис. 2. Залежність кінцевої заселеності магнітних рівнів іону Yb від тривалості імпульсу. Переходи $3S_{1/2} \rightarrow 3D_{5/2}$, ОКМ структурованого пучка $L=1$, напруженість $E=10^{-2}E_c$. Положення атому: (а) на осі пучка; (б) в світлому кільці; (в) в темному кільці.

В даній роботі було досліджено збудження важкого воднеподібного іону короткими бesselевими імпульсами тривалістю від кількох до сотень оптичних періодів. Дослідження проведено в рамках релятивістської теорії, що дозволяє застосувати результати до важких елементів та врахувати недипольний характер взаємодії іона та випромінювання. Увагу було зосереджено на заселеності магнітних рівнів переходу в залежності від тривалості імпульсу, його ОКМ та відстані атому від оптичної сингулярності. З цією метою було знайдено вирази для матричного елементу потенціалу бesselевого пучка та проведено числовий розв'язок рівняння Ліувілля-фон Ноймана відносно матриці густини електрона.

На рис 2 представлено залежність кінцевої заселеності магнітних рівнів іону Yb від тривалості імпульсу в оптичних періодах, $N = \tau/T$. Розрахунки проведено для збудження переходів $3S_{1/2} \rightarrow 3D_{5/2}$ імпульсом структурованого світла зі значенням орбітального кутового моменту імпульсу $L=1$ та спіральністю $\lambda=+1$. Пікова напруженість поля пучка складає $10^{-2} E_c$, де E_c — напруженість кулонівського поля ядра іона на першій борівській орбіті. Розглянуто три випадки розміщення іону відносно оптичної осі пучка: поблизу осі пучка (рис.2а), в центрі першого світлого кільця (рис.2б) та в центрі першого темного кільця (рис.2в). Коливання заселеності носять назву осциляцій Рабі, а їх частота визначається матричним елементом відповідного переходу, і пропорційна напруженості поля випромінювання.

Зазначимо, що у випадку збудження переходу плоскою циркулярно поляризованою хвилею правила відбору дозволяють збудження лише одного магнітного рівня з проєкцією повного моменту $\mu = +3/2$. У випадку пучка структурованого світла правила відбору змінюються, і до того ж залежать від прицільного параметру іона відносно осі пучка. Як видно з рис.2, в центрі пучка збуджується переважно стан $\mu = +5/2$, в світлому кільці переважає взаємодія з $\mu = +3/2$, а в темному — одночасне збудження станів з $\mu = +5/2$ та $\mu = +1/2$. Така залежність потенційно може бути використана для діагностики іонів в пастках.

Список використаних джерел

- [1] Chao He, Yijie Shen, and Andrew Forbes. *Light: Science & Applications*, vol.11, p.205, 2022.
- [2] A. Picón, A. Benseny, J. Mompart, J. R. Vázquez de Aldana, L. Plaja, G. F. Calvo, and L. Roso, *New J. Phys.*, vol.12, 083053, 2010.
- [3] C. T. Schmiegelow, J. Schulz, H. Kaufmann, T. Ruster, U. G. Poschinger, and F. Schmidt-Kaler, *Nature Communications*, vol.7, p.12998, 2016.
- [4] S. A.-L. Schulz, A. A. Peshkov, R. A. Müller, R. Lange, N. Huntemann, Chr. Tamm, E. Peik, and A. Surzhykov. *Phys. Rev. A*, vol.102, 012812, 2020.
- [5] I. Moreno, J.A. Davis, B.M. Pascoguin, M.J. Mitry, and D.M. Cottrell. *Optics Letters*, Vol.34, No19, p.2927, 2009.

ВИЗНАЧЕННЯ ОБЛАСТІ КОГЕРЕНТНОСТІ ДЖЕРЕЛ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Овчаренко А.Ю., доктор філософії; Овчаренко Ю.М., к.ф.-м.н.; Лебедь О.А., д.ф.-м.н.
Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

На сьогоднішній день рентгенівське випромінювання (РВ) залишається одним із основних засобів для неруйнівних методів дослідження різних об'єктів біології, медицини, матеріалознавства та інших галузей. Одержання чітких інтерференційних картин у рентгенівській кристалографії, когерентна дифракційна візуалізація з нанометровою роздільною здатністю, вивчення надшвидких процесів динаміки молекул та електронів потребують когерентних джерел РВ. Реальні джерела мають певні скінченні розміри від декількох до десятків мікрометрів, що суттєво впливає на ступінь когерентності рентгенівських променів в області взаємодії з досліджуваними об'єктами. Таким чином, визначення області когерентності джерел РВ у залежності від їх геометричної форми та розмірів є актуальною задачею у сучасних експериментах.

У даній роботі запропоновано спосіб розрахунку області когерентності джерел РВ довільної геометричної форми та розміру за допомогою теореми Ван-Циттерта-Церніке [1], яка визначає значення комплексного ступеню когерентності $\mu(P_1, P_2)$ квазімонохроматичного джерела за формулою (1):

$$\mu(P_1, P_2) = \frac{1}{\sqrt{I(P_1)I(P_2)}} \iint \frac{I(S) \exp(ik(R_1 - R_2))}{R_1 R_2} dS, \quad (1)$$

де $I(P_1) = \int_{\sigma} \frac{I(S)}{R_1^2} dS$, $I(P_2) = \int_{\sigma} \frac{I(S)}{R_2^2} dS$, $I(S)$ – інтенсивність елементарної площі, на які розбите джерело, R_1 та R_2 – відстані від точки джерела до точок P_1 і P_2 площини об'єкта, відповідно.

На практиці когерентним вважається випромінювання, для якого виконується умова $0.8 < |\mu(P_1, P_2)| < 1$. Ми розглядали джерело круглої форми радіуса ρ з рівномірним розподілом інтенсивності. У цьому випадку формула (1) спрощується до виду (2):

$$|\mu(P_1, P_2)| = \frac{2J_1(x)}{x}, \quad x = \frac{2\pi \rho}{\lambda} \frac{r}{R}, \quad (2)$$

де $J_1(x)$ – функція Бесселя 1-го роду 1-го порядку, λ – довжина хвилі РВ, R – відстань від площини джерела до площини об'єкта, ρ – радіус джерела, r – відстань від центра площини об'єкта до довільної точки цієї площини. Очевидно, що найбільш чітке зображення буде спостерігатися за умови, коли досліджуваний об'єкт повністю потрапляє в область радіуса r , тобто найбільший лінійний розмір об'єкта L_{max} повинен задовольняти умову $L_{max} \leq 2r$. Наприклад, підставляючи конкретні значення $\rho = 2.5$ мкм, $r = 70$ мкм, $\mu(P_1, P_2) = 0.8$, $\lambda = 1.54$ Å у формулу (2), маємо трансцендентне рівняння відносно R . Чисельний розв'язок цього рівняння $R = 5.6$ м визначає відстань від площини джерела до площини об'єкта, при якій будь-який об'єкт розміром $L_{max} \leq 140$ мкм буде потрапляти в область когерентності розглядуваного джерела РВ. При таких параметрах очікується, що зображення досліджуваного об'єкта на екрані буде мати високу роздільну здатність. Перевірка запропонованого підходу до розрахунку області когерентності джерел РВ проводилась нами методом комп'ютерного моделювання дифракції РВ в рамках теорії Френеля-Кірхгофа [1, 2], згідно з якою комплексна амплітуда $\psi(x_{scr}, y_{scr})$ РВ у кожній точці екрана визначається формулою (3):

$$\psi(x_{scr}, y_{scr}) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(ik(r+s))}{rs} \left[\frac{\cos(\vec{n}, \vec{r}) + \cos(\vec{n}, \vec{s})}{2} \right] \times \quad (3)$$

$$\times \exp(i\phi - k\gamma) dx_{obj} dy_{obj},$$

де $\vec{s}$ – вектор направлений із джерела до певної точки на площині об’єкта, $\vec{r}$ – вектор із точки на площині об’єкта до точки спостереження на екрані; $k = 2\pi/\lambda$ – відповідне хвильове число; λ – довжина хвилі; $\vec{n}$ – нормаль до площини об’єкта; ϕ – додатковий фазовий зсув, що виникає після проходження випромінювання через об’єкт завдяки його оптичним властивостям, $\gamma = \int \beta(x, y, z) dz$ – параметр, що описує згасання інтенсивності рентгенівського випромінювання зумовленого поглинанням.

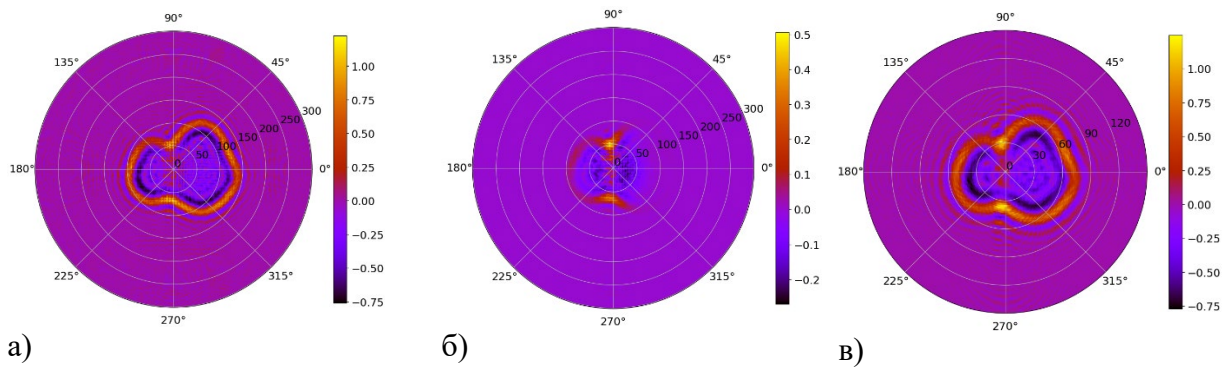


Рис.1. Дифракційні картини від досліджуваного об’єкта, що знаходиться на відстані $\Delta = 1.5$ м від екрана: а) $R = 1$ м, $\rho = 0$ мкм; б) $R = 1$ м, $\rho = 2.5$ мкм; в) $R = 5.6$ м, $\rho = 2.5$ мкм.

Було проведено 3 дослідів з моделювання дифракції РВ на об’єкті довільної геометричної форми з максимальним лінійним розміром $L_{max} \sim 80$ мкм, що задовольняє описану вище умову $L_{max} \leq 2r$ (у нашому випадку $2r = 140$ мкм).

У першому досліді (рис. 1а) одержано дифракційне зображення досліджуваного об’єкта від точкового джерела ($\rho = 0$ мкм), яке є когерентним. У цьому випадку спостерігається дифракційна картина високої якості, контури і форма об’єкта є добре видимими та чітко ідентифікуються.

Для другого досліді (рис. 1б) використовувалось кругле джерело РВ з радіусом $\rho = 2.5$ мкм. Результуюче зображення, одержане в даному досліді, має низьку якість, контури об’єкта складно розрізнити на загальному фоні. Це пояснюється тим, що розміри об’єкта значно перевищують діаметр зони когерентності.

У третьому досліді (рис. 1в) для круглого джерела РВ з радіусом $\rho = 2.5$ мкм на основі теореми Ван-Циттерта-Церніке було проведено розрахунок оптимальної відстані «джерело – об’єкт» $R = 5.6$ м, при якій зразок повністю поміщався в зоні когерентності. За таких умов було одержано чітке зображення об’єкта. Це свідчить про можливість використання теореми Ван-Циттерта-Церніке до обчислення оптимальних параметрів відстаней для одержання якісних рентгенівських зображень.

Дані результати можуть бути корисні спеціалістам в області матеріалознавства та розробникам прототипів рентгенівського лабораторного обладнання.

Список використаних джерел

- [1] E. Wolf, M. Born, Principles of Optics. Cambridge Univ. Press, 2020.
- [2] D. Paganin, Coherent X-Ray Optics. Oxford Univ. Press, 2013.

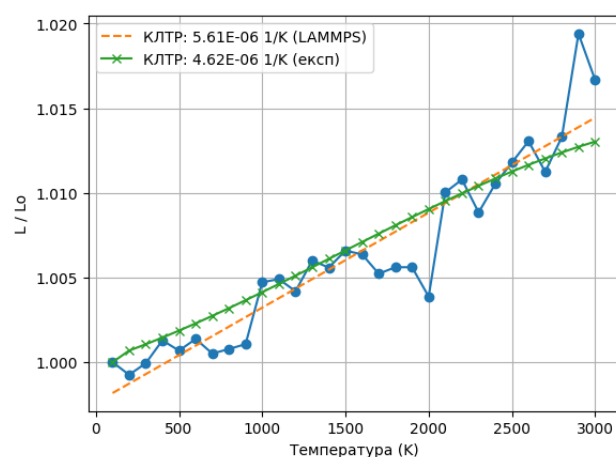
МОДЕЛЮВАННЯ ТЕПЛОВОГО РОЗШИРЕННЯ КАРБІДУ КРЕМНІЮ З ВИКОРИСТАННЯМ МІЖАТОМНИХ ПОТЕНЦІАЛІВ МАШИННОГО НАВЧАННЯ

Парфьонов О. В.¹, аспірант; Васильєв О. О.¹, к.х.н, доц.

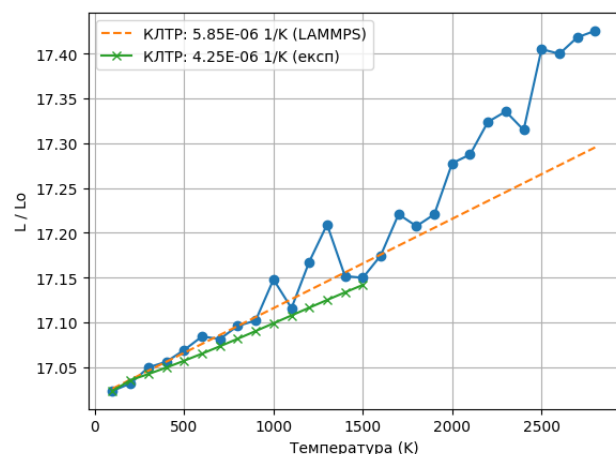
¹Інститут проблем матеріалознавства ім. Францевича НАН України, Київ, Україна

У роботі подано результати моделювання теплового розширення карбіду кремнію (SiC) з використанням моделей міжатомних потенціалів, побудованих методами машинного навчання. Вихідні дані для тренування потенціалів було отримано на основі попереднього аналізу і фільтрації даних з відкритого репозитарію квантовомеханічних розрахунків NOMAD [3].

Для побудови моделі міжатомної взаємодії використано нейронну мережу на графах NequIP. На основі натренованих моделей були здійснені молекулярно-динамічні симуляції з використанням інструментів ASE (Atomic Simulation Environment) та LAMMPS. Метою дослідження було визначення коефіцієнта теплового розширення (КТР) у широкому температурному діапазоні.



а



б

Рис. 1. Залежність відносного розміру зразка від температури для 6H-SiC (а) та 3C-SiC (б)

Отримані результати для гексагональної фази SiC (рис. 1а) демонструють добру узгодженість із експериментальними даними [1], що підтверджує ефективність підходу. Варто відзначити, що навіть при використанні відкритих даних, доступних у репозитаріях на кшталт NOMAD, можливо натренувати потенціали, які забезпечують прийнятну точність у задачах оцінки макроскопічних властивостей матеріалів та прогнозування їх поведінки при зміні зовнішніх умов. Для кубічної фази (рис. 1б) також спостерігається хороше співпадіння з експериментальними даними в діапазоні температур 100-1500 К [2]. Очевидна зміна КЛТР після 1500 К може свідчити про перехід з кубічної в гексагональну фазу, котра відбувається при цих температурах. Але подібний висновок можна буде зробити лише після подальшого вдосконалення моделі шляхом розширення навчальної вибірки за рахунок проведення першопринципних розрахунків для основних політипів карбіду кремнію. Як ми можемо бачити, натренована модель змогла вивчити основні закономірності і змодельовати теплове розширення для кубічного SiC, не дивлячись на незбалансованість набору даних, отриманого з репозитарію NOMAD (рис. 2). Кубічна структура становить лише 0.6% в даній вибірці з 2230 структур (тобто, майже

у ній не представлена), котра була відібрана з даних з репозитарію NOMAD по наступними критеріями:

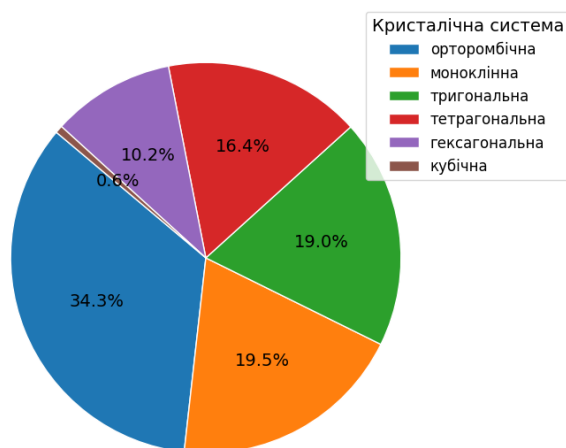


Рис. 2. Розподіл за кристалічними системами

суттєво більшого розміру. Як приклад можна навести вже згадані вище розрахунки з перших принципів за допомогою пакета QE (Quantum Espresso). Здійснення одного кроку молекулярної динаміки на графічному процесорі Nvidia RTX 4090 з використанням цього пакету потребує ~20 хв реального часу для системи 3C-SiC розміром 64 атоми. Разом з тим, один крок динаміки на тому ж графічному процесорі з використанням міжатомного потенціалу машинного навчання складає ~1с реального часу для системи розміром 216 атомів. Як бачимо, це дозволяє кардинально зменшити час симуляцій (у понад 1000 разів) і моделювати набагато більші системи не жертвуючи точністю, що є особливо важливим для завдань матеріалознавства [4], [5].

Результати дослідження демонструють, що рівень якості даних з відкритих джерел не завжди є достатнім для побудови міжатомних потенціалів, котрі можуть бути використані в високоточному моделюванні. Однак варто відзначити, що вони можуть бути достатніми для проведення попередніх оцінок та аналізу загальних тенденцій у поведінці матеріалів, а також як основа для побудови відповідних моделей з розширенням тренувальних наборів власними даними розрахунків з перших принципів.

Список використаних джерел

- [1] Z. Li and R. C. Bradt «Thermal Expansion of the Hexagonal (6H) Polytype of Silicon Carbide», J. Am. Ceram. Soc., vol. 69, no. 12, pp. 863–866, 1986.
- [2] Li, Z., Bradt, R.C. «Thermal expansion of the cubic (3C) polytype of SiC», J Mater Sci 21, 4366–4368 (1986).
- [3] C. Draxl and M. Scheffler, «The NOMAD Laboratory: from data sharing to artificial intelligence», J. Phys. Mater., vol. 2, no. 3, 2019.
- [4] J. Behler, «Perspective: Machine learning potentials for atomistic simulations», J. Chem. Phys., vol. 145, no. 17, 170901, 2016.
- [5] A. P. Bartók et al., «Machine learning unifies the modeling of materials and molecules», Sci. Adv., vol. 3, no. 12, e1701816, 2017.

- співвідношення атомних концентрацій Si та C = 1:1,
- наявність сил та механічних напруг,
- періодичні граничні умови,
- енергія обрізки: 560 eV (найбільша доступна).

Такий підхід значно скорочує обсяг обчислювальних ресурсів, необхідних для дослідження матеріалів.

Основна цінність таких міжатомних потенціалів полягає в тому, що вони, подібно до розрахунків за теорією функціоналу електронної густини, дають результати, які добре узгоджуються з експериментом, але при цьому істотно зменшують час моделювання та дають доступ до систем

ФОРМУВАННЯ ЕКОЛОГІЧНОЇ КОМПЕТЕНТНОСТІ УЧНІВ ОСНОВНОЇ ШКОЛИ ЗАСОБАМИ ФІЗИКИ

Пасько О. О., к.пед.н., доц.; Зеленська Д. В., здобувачка освіти, група СФ-11
Сумський державний університет, Суми, Україна

На початку ХХІ століття проблеми екології набули глобального характеру. Україна переживає їх особливо гостро через забруднення атмосфери, водних ресурсів і ґрунтів, що значною мірою стало наслідком повномасштабної війни, спричиненої російською агресією. Вихід з екологічної кризи неможливий без формування високого рівня екологічної свідомості громадян. Саме тому одним із пріоритетних напрямів сучасної освіти є її екологізація, що передбачає інтеграцію екологічних знань, умінь і цінностей у зміст навчальних дисциплін, зокрема фізики.

Сучасні нормативно-правові документи, зокрема Державна національна програма «Освіта. Україна ХХІ століття» [4], Закон України «Про освіту» [6], Концепція екологічної освіти в Україні [1], а також Стратегія сталого розвитку України до 2030 року [7], визначають екологічну освіту як необхідну складову загальної середньої освіти та дієвий інструмент формування відповідального ставлення до довкілля.

Під екологічною компетентністю розуміють інтегровану якість особистості, що охоплює знання про природні закономірності, розуміння взаємозв'язків у системі «людина — техніка — природа», здатність до екологічного аналізу ситуацій, а також готовність діяти на засадах сталого розвитку. Її структура включає когнітивний, ціннісно-мотиваційний і діяльнісний компоненти [2].

Фізика як навчальний предмет має широкі можливості для формування екологічної компетентності, особливо в учнів основної школи (7–9 класи), коли активно формується їхній науковий світогляд, критичне мислення та здатність до екологічно вмотивованих рішень. Зміст предмета охоплює вивчення теплових та електричних явищ, основ енергетики, поняття радіаційної безпеки — тобто ті аспекти, що мають безпосередній зв'язок з актуальними екологічними проблемами. Саме у процесі вивчення цих тем в учнів формуються уявлення про способи перетворення енергії, вплив радіації на живі організми, а також переваги альтернативних джерел енергії. Завдяки прикладному характеру фізики школярі не лише розуміють взаємозв'язок між науково-технічним прогресом і впливом його на довкілля, а й набувають практичних навичок аналізу екологічних ситуацій і формують відповідальне ставлення до природного середовища.

Зміст курсу фізики базової школи забезпечує умови для впровадження екологічно-орієнтованих завдань. Це може бути розв'язування задач із екологічним змістом (наприклад, аналіз тепловтрат у будівлях, оцінка енергоефективності побутових приладів); навчальні проєкти, орієнтовані на дослідження реальних екологічних ситуацій (наприклад, визначення рівня шуму в шкільному середовищі, аналіз споживання ресурсів, оцінка якості освітлення); експериментальні дослідницькі завдання з екологічним змістом (наприклад, аналіз ефективності альтернативних джерел енергії та обґрунтування доцільності їх використання). Такі види роботи не лише сприяють практичному застосуванню знань, а й розвивають у школярів дослідницькі навички, екологічне мислення та здатність бачити фізику як інструмент для збереження довкілля.

Як приклад, можна навести вивчення теми «Явище дифузії» у 7 класі. На перший погляд, вона не має прямого зв'язку з екологією, однак саме вона дозволяє пояснити учням механізми проникнення забруднювачів у воду, повітря та ґрунт, що створює потенційну загрозу для живих організмів. Цей приклад демонструє, що екологічний контекст можна ефективно інтегрувати навіть у ті теми, які традиційно не сприймаються як екологічно значущі, не кажучи вже про розділи фізики, безпосередньо пов'язані з енергетикою, теплопередачею, парниковим ефектом чи радіацією.

Варто наголосити й на важливості міжпредметних зв'язків — фізики з біологією, хімією, географією. Саме вони забезпечують цілісне розуміння природничих процесів, формують системне бачення взаємодії природи й людини та поглиблюють екологічну обізнаність учнів. Прикладом реалізації міждисциплінарного підходу може бути проведення інтегрованих уроків у 8 класі на тему «Теплопровідність і теплові втрати». Учням було запропоновано серію експериментів із дослідження теплоізоляційних властивостей різних матеріалів, на основі яких ними здійснені відповідні обчислення та аналіз, результати якого були представлені у вигляді міні-проектів «Мій дім — енергоощадний». Такі форми роботи сприяють не лише формуванню екологічної, а й економічної компетентності.

Таким чином, інтеграція екологічного змісту в процес навчання фізики в основній школі є не лише актуальним, а й необхідним кроком у контексті реалізації Концепції Нової української школи [5] та Цілей сталого розвитку ООН [7]. Фізика як навчальний предмет має значний потенціал для формування екологічної компетентності, оскільки її зміст охоплює ключові теми, що безпосередньо стосуються стану довкілля та впливу технічного прогресу на екосистеми. Ефективність цього процесу значною мірою залежить від професійної готовності вчителя фізики. Саме вчитель виступає провідником екологічної ідеї в освітньому середовищі: добирає відповідні методи навчання, адаптує зміст до екологічного контексту, формує у школярів дослідницькі навички й екологічну відповідальність. Такий підхід сприяє вихованню свідомих громадян, здатних ухвалювати обґрунтовані рішення в інтересах сталого розвитку.

Список використаних джерел

- [1] Концепція екологічної освіти України. URL: <https://zakon.rada.gov.ua/rada/show/v6-19290-01>
- [2] Бех І.Д., Вербицький В.В., Цюрупа М.І. Екологічна компетентність школяра: теоретико-методологічні засади. — К.: Педагогічна думка, 2015.
- [3] Міщенко О.М. Методичні аспекти формування екологічної компетентності учнів у процесі вивчення фізики // Фізика та астрономія в школі. — 2021. — №1. — С. 23–27.
- [4] Національна програма «Освіта» («Україна XXI століття»). — К., 1994. URL: <https://zakon.rada.gov.ua/laws/show/896-93-%D0%BF>.
- [5] Нова українська школа : концептуальні засади реформування середньої школи / [упоряд. Гриневич Л., Елькін О., Калашнікова С., Коберник І., Ковтунець В., Макаренко О., Малахова О., Нанаєва Т., Усатенко Г., Хобзей П., Шиян Р. ; за заг. ред. Грищенка М.]. — 2016. — 40 с. URL: <https://mon.gov.ua/static-objects/mon/sites/1/zagalna%20serednya/nova-ukrainska-shkola-compressed.pdf>
- [6] Про освіту: Закон України від 05.09.2017 № 2145-VIII. URL: <https://zakon.rada.gov.ua/laws/show/2145-19>.
- [7] Стратегія сталого розвитку України до 2030 року. URL: <https://ips.ligazakon.net/document/JH6YF00A>.

ПЕРСПЕКТИВИ ЗАСТОСУВАННЯ ПРОТОННО-ПРОМЕНЕВОЇ ЛІТОГРАФІЇ

Положій Г. Є., д.ф., м.н.с.; Журакулов В. В., аспірант; Пономарьов О. Г., д.ф-м.н, проф.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

В Інституті прикладної фізики НАН України та закордонних науково-дослідних установах розробляється технологія протонно-променевої літографії. Ця технологія має широкий спектр потенційних застосувань. Серед них, зокрема, виробництво наноструктур за технологічним процесом 10 нм, близьким до сучасної нанoeлектроніки світового рівня; фотонні мікроструктури (зокрема, хвилеводи, мікролінзи та фотонні кристали); рідинні мікроструктури (мікроканали, мікрокамери та мікротурбіни); дифракційні ґратки (зокрема, для реалізації томографії м'яких тканин на фазовому контрасті). Також можливі комбіновані структури, зокрема фотонно-рідинні.

Протонно-променева літографія має ряд переваг. Порівняно з загальноприйнятою в сучасній нанoeлектронній промисловості літографією фотонами не потребує завчасно виготовлених масок-шаблонів: положення протонного пучка напряду керується з комп'ютера і літографія здійснюється за програмним шаблоном. Порівняно з електронною літографією дає змогу створювати структури високого аспектного відношення (відношення висоти до ширини) або змінювати оптичні та інші властивості в глибині матеріалу, адже протони МеВ-них енергій проникають на десятки мкм вглиб легких полімерних матеріалів, позаяк застосування в літографії електронів з енергіями більше десятків кеВ непрактичне через високий фон гальмівного випромінювання, яке знижує роздільну здатність електронної літографії.

Особливо практична технологія протонно-променевої літографії в умовах України, адже потребує для реалізації на кілька порядків менших інвестицій ніж у випадку літографії жорстким ультрафіолетом. Вкупі з технологією nanoштампування та застосуванням карбиду кремнію, ця технологія дає змогу налагодити масове виготовлення нанoeлектроніки та комп'ютерної техніки нового покоління.

Список використаних джерел

- [1] Положій Гліб Євгенович. Формування пучків в установках протонно-променевої літографії. Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії, Суми, 2024.
- [2] Г. Є. Положій, О. Г. Пономарьов, С. В. Колінько, В. А. Ребров, Р. О. Шуліпа, О. М. Калінкевич, О. В. Калінкевич, «Протонна літографія: світовий досвід та перспективи в Україні» Ядерна фізика та енергетика, № 24, с. 72-80, 2023.

ІННОВАЦІЙНІ ПІДХОДИ ДО НАВЧАННЯ ФІЗИКИ У ЗАКЛАДАХ ЗАГАЛЬНОЇ СЕРЕДНЬОЇ ТА ВИЩОЇ ОСВІТИ

Полуянов А. О., магістрант

Сумський державний педагогічний університет імені А. С. Макаренка, Суми, Україна

Освітні інновації - це створення, впровадження та поширення нових ідей, інструментів, педагогічних стратегій та управлінських технологій в освітній практиці. Результатом цього процесу є підвищення ефективності та якісна трансформація освітньої системи. Основним джерелом інновацій є цілеспрямоване розв'язання існуючих педагогічних проблем та критичний аналіз сучасного стану викладання математики та фізики. Серед таких проблем - відсутність світоглядної (як політехнічної, так і гуманітарної) спрямованості, недостатня мотивація учнів, відсутність персоналізованих стратегій навчання, що враховують індивідуальні інтереси та здібності учнів.

У сучасному цифровому світі комп'ютери та пов'язані з ними технології відіграють невід'ємну роль в освіті, пропонуючи широкі можливості як для вчителів, так і для учнів. Активне залучення учнів до роботи з цифровими інструментами є надзвичайно важливим, особливо коли фізичний доступ до освіти може бути обмеженим. Однією з головних цілей сучасної освіти є розвиток пізнавальної активності та інтересу учнів до навчання, а також до методів здобуття, обробки та застосування інформації - навичок, критично важливих для орієнтації у світі, що швидко змінюється. Таким чином, перед освітянами стоїть завдання не лише створювати інноваційні методи викладання та навчальні технології, але й впроваджувати нетрадиційні формати уроків, розробляти гнучкі навчальні програми та підручники, а також адаптувати навчання до індивідуальних навчальних профілів учнів.

Незважаючи на ці зусилля, такі предмети, як фізика і математика, продовжують стикатися з проблемами, в тому числі зі зниженням інтересу учнів, частково через сприйняття цих дисциплін як надмірно складних.

Для вирішення цих проблем хмарні освітні технології пропонують потужні рішення. Вони включають в себе апаратні ресурси, ліцензійне програмне забезпечення, канали зв'язку і технічну підтримку користувачів, які надаються через інтернет-сервіси. Одним із важливих застосувань хмарних технологій у навчанні фізики є використання віртуальних лабораторій і тренажерів. Ці інструменти дозволяють учням проводити реалістичні лабораторні експерименти в цифровому середовищі, а обробка даних і взаємодія здійснюються дистанційно. Такі симулятори функціонують як цифрові аналоги фізичних приладів і можуть відтворювати різні природні явища та процеси з високим ступенем інтерактивності.

Віртуальні лабораторії мають кілька помітних переваг:

- доступність цілодобово з будь-якого місця без потреби в дорогому лабораторному обладнанні;
- можливість проводити потенційно небезпечні експерименти в безпечному віртуальному середовищі;
- гнучкість у часовому масштабуванні симуляцій;
- можливість записувати, відтворювати та ретроспективно аналізувати експериментальні дані;
- віртуальні установки з можливістю налаштування для адаптації або вдосконалення;
- можливості для індивідуальних лабораторних завдань та самооцінювання.

Ці технології особливо корисні, коли фізична демонстрація явищ неможлива, дозволяючи глибше зрозуміти концепцію через симульовані експерименти. Такі платформи, як PhET Interactive Simulations від Університету Колорадо та чеська «Фізика в школі» (<https://www.vascak.cz/>), пропонують вичерпні колекції віртуальних симуляцій, придатних для використання в класі.

Регулярна робота з віртуальними інструментами сприяє розвитку різних компетентностей учнів:

- майстерність планування та проведення експерименту з використанням цифрових інструментів;
- здатність ефективно вирішувати експериментальні завдання шляхом відповідного використання віртуальних симуляторів;
- культивування цінності інструментів моделювання як інструментів наукового дослідження;
- покращення навичок співпраці через групове експериментування з використанням спільних цифрових ресурсів.

Ці висновки підтверджуються науковими дослідженнями, зокрема роботою О. В. Матвійчук та С. О. Подласова, в якій досліджується застосування комп'ютерних фізичних тренажерів як засобу забезпечення неперервності природничо-наукової освіти.

Список використаних джерел

[1] М.Ю. Кадемія, «Інноваційні технології у викладанні фізико-математичних дисциплін» Сучасні інформаційні технології та інноваційні методики навчання в підготовці фахівців: методологія, теорія, досвід, проблеми, р. 1, № 36, с. 25-28, 2013.

[2] Демкова В.О. та Мисліцька Н.А., «Вивчення ізопроектів з використанням віртуальних симуляторів» Наукові записки Вінницького державного педагогічного університету імені Михайла Коцюбинського. Серія: Теорія та методика навчання природничих наук. №1, с. 49-59, 2021,

[3] О. В. Матвійчук, С. О. Подласов, «Аналіз застосування комп'ютерних симуляторів лабораторних робіт з фізики, як засіб реалізації принципу наступності» збірник наукових праць Кам'янець-подільського національного університету імені Івана Огієнка, № 16, с. 155-156, 2010.

НАПРАЦЮВАННЯ РАДІАЦІЙНИХ ДЕФЕКТІВ В ЦИРКОНІЄВИХ ЗРАЗКАХ ІОНАМИ Fe^{2+} та Zr^{2+} З ЕНЕРГІЄЮ 300 кеВ НА ІОННОМУ ІМПЛАНТЕРІ ІПФ НАН УКРАЇНИ

Батурін В.А.¹, к.ф.-м.н., с.н.с.; Роєнко О.Ю.¹, м.н.с.; Литвинов П.О.¹, к.т.н., с.н.с., Ерьомін С.О.¹, н.с.; Карпенко О.Ю.¹, м.н.с., Косуля О.В.² к.ф.-м.н., н.с.

¹ Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

² Інститут напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна

Компоненти ядерних реакторів, які являються одним з основних джерел енергії в світі, під час роботи постійно піддаються нейтронному опроміненню, що з часом викликає в їх структурі суттєві деструктивні зміни. При регулярній взаємодії високоенергетичних частинок (нейтронів, іонів) з кристалічною решіткою конструкційних сплавів в ній спостерігається накопичення радіаційних пошкоджень та точкових дефектів, в основному типу пари Френкеля, що показано в багатьох роботах з даної теми [1-2]. З часом дефекти формуються в цілі кластери пошкоджень, що спричиняє суттєві втрати початкових характеристик матеріалу.

В усьому світі постійно ведуться активні дослідження радіаційних дефектів конструкційних матеріалів, які спровоковані опроміненням високоенергетичними частинками [3]. Проводяться роботи по опроміненню зразків матеріалів, як нейтронами в самих ядерних реакторах, так і важкими іонами. Другий варіант останнім часом використовується все більш активно, так як він відрізняється деякими важливими перевагами:

1. Значно більша швидкість напрацювання дефектів: $\sim 10^{-2}$ зна/с проти $\sim 10^{-7}$ зна/с в реакторах;
2. В опроміненних зразках немає залишкової радіоактивності, тому з ними легко та безпечно працювати та проводити необхідні дослідження;
3. Іонний пучок дозволяє вести максимально точний контроль рівня опромінення зразків;
4. Також ціна проведення імітаційних досліджень на іонному імплантері набагато менша в порівнянні з нейтронним опроміненням в реакторі.

З урахуванням високої актуальності даної теми, в ІПФ НАН України було проведено серію імітаційних досліджень сплаву цирконію – матеріалу, який широко використовується в реакторній техніці, наприклад, в виготовленні ТВЕЛів. Задача, які ставилася в цій роботі: перевірити можливість напрацювання радіаційних дефектів в конструкційних матеріалах іонами Fe^{2+} та Zr^{2+} енергією 300 кеВ наявними в Інституті матеріально-технічними засобами. Отримані зразки були надані для дослідження в Інститут проблем матеріалознавства ім. І.М. Францевича НАН України та Інститут ядерної енергії Китаю NPIC.

Виходячи з можливостей ІПФ НАН та поставлених партнерами по даній роботі задач, було прийнято рішення напрацювати радіаційні пошкодження величиною 5, 50 та 100 зна (зміщень на атом) іонами Fe^{2+} та Zr^{2+} енергією 300 кеВ. Експеримент проводився на цирконієвих зразках, наданих NPIC. Для оцінки необхідних параметрів опромінення для отримання вказаних дефектів було залучено моделювання в програмі SRIM-2013, результати якого показані на рис. 1.

По результатам моделювання було оцінено необхідний час опромінення зразків сплавів цирконію для отримання необхідних доз опромінення в 5, 50 та 100 зна. Важливо відмітити, що швидкість набору дози залежить від густини струму іонного пучка на мішені. Даний параметр на імплантері ІПФ НАН строго контролюється в безперервному режимі з виводом даних на екран ПК в спеціальній створеній в Інституті для цього програмі. Корегувати можна як струм іонів, впливаючи на параметри розряду в джерелі, так і час опромінення, щоб досягти необхідної дози.

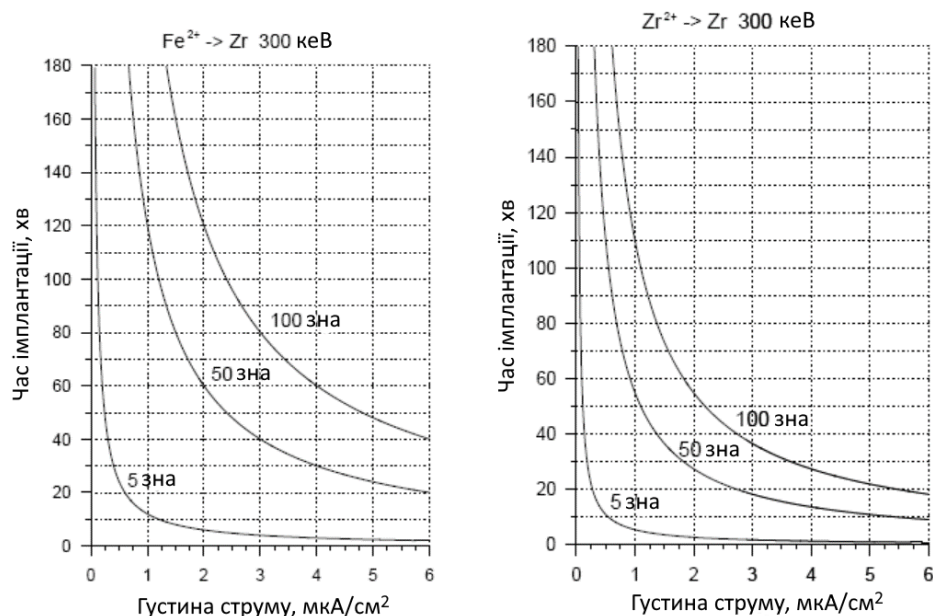


Рис. 1. Оцінка часу імплантації іонами Fe^{2+} та Zr^{2+} з енергією 300 кеВ для цирконію

Після проведення необхідних оцінок, було виконано серію експериментів по опроміненню цирконієвих зразків іонами Fe^{2+} та Zr^{2+} з енергією 300 кеВ. Параметри опромінення показані в табл. 1.

Таблиця 1

Параметри опромінення зразків Zr іонним пучком енергією 300 кеВ

Іони	Доза, зна	Температура, °C	Іони	Доза, зна	Температура, °C
Fe ²⁺	5	250	Zr ²⁺	5	250
Fe ²⁺	5	350	Zr ²⁺	5	350
Fe ²⁺	5	500	Zr ²⁺	5	500
Fe ²⁺	50	250	Zr ²⁺	50	250
Fe ²⁺	50	350	Zr ²⁺	50	350
Fe ²⁺	50	500	Zr ²⁺	50	500
Fe ²⁺	100	250	Zr ²⁺	100	250
Fe ²⁺	100	350	Zr ²⁺	100	350
Fe ²⁺	100	500	Zr ²⁺	100	500

Опромінення проводилось при різних температурах підігріву зразків, включно до 500 °C, що необхідно для створення умов, максимально наближених до реальних в працюючих реакторах, де температура теплоносія в різних конструкціях сягає ~320 °C і більше.

В результаті, опромінені зразки було досліджено на ТЕМ мікроскопі та виявлено показані на рис. 2 і рис. 3 зміни.

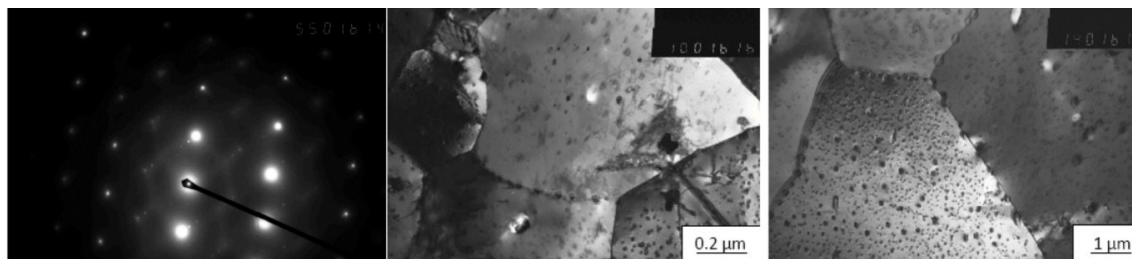


Рис. 2. Структура та мікродифракція неопроміненого зразка цирконію



Рис. 3. Структура та мікродифракція опроміненого зразка цирконію

На отриманих зображеннях видно, що при великих дозах опромінення 5, 50, 100 зна відбувається напрацювання дефектів з достатньо великою густиною близько 10^{11} см^{-2} , які спостерігаються в кристалічних зернах при великому наближенні. Загалом, подібні результати спостерігалися і в других експериментах по опроміненню цирконієвих зразків [4], тому можна вважати, що опромінення виконано достатньо якісно і з бажаним результатом.

Список використаних джерел

- [1] О.В. Бородин, В.Н. Воеводин, И.М. Неклюдов, П.В. Платонов, “Влияние элементов внедрения на зарождение и эволюцию дефектной структуры при облучении тяжелыми ионами сплавов Fe12Cr”, ВАНТ, vol. 50, no. 3, pp. 39–43, 1989.
- [2] В.В. Брык, В.Н. Воеводин, Б.В. Матвиенко [та ін.], “Структурнофазовые изменения в сталях X16H15M3Б при облучении заряженными частицами”, ВАНТ. vol. 28, no. 5, pp. 12-21, 1983.
- [3] Peng Wang, “Reproducing shadow corrosion on Zircaloy-2 using in-situ proton irradiation”, Journal of Nuclear Materials. vol. 558, pp. 153406, 2022.
- [4] Wang, B., Haque, M.A., Tomar, V. [et al.], “Self-ion irradiation effects on mechanical properties of nanocrystalline zirconium films”, MRS Communications, vol. 7, pp. 595–600, 2017.

ТЕОРЕТИЧНІ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ПОШКОДЖЕНОСТІ МАТЕРІАЛІВ НА ОСНОВІ РЕЄСТРАЦІЇ ЗВОРОТНО РОЗСІЯНОГО УЛЬТРАЗВУКОВОГО СИГНАЛУ

Романишин Р.І., к.т.н., доц.; Романишин Г.І., магістр

Львівський національний університет ім. Івана Франка, Львів, Україна

Важливою задачею фундаментального матеріалознавства і технічної діагностики є оцінювання розсіяної пошкодженості в об'ємі матеріалу [1]. Одним з найчутливіших до розсіяної пошкодженості є зворотно розсіяний ультразвуковий сигнал. Однак в ультразвуковому контролі ЗРС практично не використовувався і вважався завадою («структурним шумом»). На даний час при розробці томографічних технологій на основі ЗРС стикаються з впливом акустичного контакту, підсилення приймального тракту, загасання в процесі поширення сигналу. В роботі розв'язана низка проблем, зв'язана з реєстрацією і обробкою ЗРС аж до отримання просторового розподілу перерізу зворотного розсіювання і кількісного оцінювання за ним пошкодженості в об'ємі матеріалу [2,3].

В процесі поширення зондувальної хвилі в матеріалі здійснюється її модуляція неоднорідностями матеріалу. Тому визначення просторового розподілу неоднорідностей матеріалу здійснюється на основі демодуляції зареєстрованого сигналу у вигляді А-скану. А-скан включає кілька ділянок: зондувальний імпульс; імпульс, відбитий від межі призма-метал; перший, другий та наступні донні відбиті УЗ-імпульси; ділянку між зондувальним імпульсом та імпульсом, відбитим від межі призма-метал; ділянку ЗРС – зону між імпульсом, відбитим від межі призма-метал, і першим донним відбитим імпульсом. Розроблено метод визначення профілю перерізу зворотнього розсіювання ультразвуку матеріалом вздовж напрямку поширення зондувального імпульсу на основі реєстрації та демодуляції розширеної реалізації зворотно розсіяного ультразвукового RF-сигналу: $s = \{s(n), n = 1, \dots, N\}$, $s(n)$ - n -ий відлік, N - загальна кількість відліків. Напочатку визначаємо «огиначну» інтенсивності сигналу (усереднену інтенсивність на періоді несучої частоти):

$$d = \left\{ d(n) = \frac{1}{2\Delta} \sum_{k=n-\Delta+1}^{n+\Delta} s^2(k), N_1, \dots, N_2 + \Delta_{imp} \right\}$$

де N_1 - номер відліку кінця імпульсу, відбитого від границі призма – метал; N_2 - номер відліку початку першого донного відбитого сигналу; $[N_1, N_2]$ - інформативна частина зареєстрованого сигналу (зворотно розсіяний сигнал); $\Delta = \text{Int} \frac{F}{f}$, f - частота зондувального сигналу, F - частота дискретизації, Δ - кількість відліків дискретизації в одному періоді зондувального сигналу, Δ_{imp} - тривалість зондувального імпульсу у відліках дискретизації.

Метод обробки ЗРС базується на нормуванні інтенсивності зареєстрованого сигналу до енергії за один цикл від випромінювання до першого донного відбитого сигналу. В результаті отримуємо профіль перерізу зворотнього розсіювання вздовж напрямку поширення зондувального сигналу:

$$r = \left\{ r(N_1) = \frac{d(N_1)}{E}; r(n) = \frac{d(n)}{E} \frac{1}{1 - \sum_{i=N_1}^{N_1+n-2} \frac{d(i)}{E}}, n = N_1 + 1, \dots, N_2 \right\}$$

де $E = \sum_{n=N_1-\Delta_{imp}}^{N_2+\Delta_{imp}} d(n)$ - енергія сигналу на проміжку $N_1 - \Delta_{imp} \div N_2 + \Delta_{imp}$.

Зареєстровані реалізації ЗРС є базою для формування проекцій за сферичними сегментами. Для точки (x_0, y_0) на поверхні плоско-паралельного виробу середнє значення функції $f(x, y, z)$ на сферичних сегментах з центром в точці (x_0, y_0) і радіусом R запишеться у вигляді:

$$p(x_0, y_0, R) = \frac{1}{\Delta V} \iiint_{(V)} f(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) \delta\left(\sqrt{(\tilde{x} - x_0)^2 + (\tilde{y} - y_0)^2 + \tilde{z}^2} - R\right) d\tilde{x} d\tilde{y} d\tilde{z} \quad (1)$$

де область інтегрування V визначається діаграмою спрямованості перетворювача.

На основі проекцій (1) проводиться томографічна реконструкція просторового розподілу перерізу зворотнього розсіювання шляхом оберненого проектування:

$$g(x, y, z) = \frac{1}{\Delta S} \iiint_{(S)} p\left(x_0, y_0, \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z^2}\right) dx_0 dy_0$$

Реконструйовані зображення є основою для кількісного оцінювання розсіяної пошкодженості металу. Розсіяна пошкодженість оцінюється на основі невпорядкованості томографічних зображень перерізу зворотнього розсіювання. Для оцінювання ступеня невпорядкованості зображень використовується параметр SNR (відношення сигнал/шум, розраховане для реконструйованих томографічних зображень), який розраховується за формулою:

$$SNR = 10 * \lg \frac{\sum_i \sum_j a_{ij}^2}{\sum_i \sum_j (a_{ij} - \bar{a})^2}$$

де a_{ij} ($i = 1, \dots, N; j = 1, \dots, M$) - елементи томографічного зображення, за якими проводиться

сумування, $\bar{a} = \frac{1}{MN} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M a_{ij}$ - їх середнє значення.

Параметр SNR розраховують для певних многовидів зображення (вздовж ліній тощо) в залежності від вимог до УЗК і умов експлуатації об'єкту контролю. Зростання розсіяної пошкодженості внаслідок деградації металу призводить до зменшення параметра SNR.

Запропонований метод є простим для реалізації і практичного використання та може бути реалізований за одностороннього доступу до об'єкту контролю з використанням п'єзоперетворювачів стандартних дефектоскопів.

Список використаних джерел

- [1] Л.В. Степанова, С.А. Игонин. Описание рассеянного разрушения: параметр поврежденности Ю.Н.Работнова: историческая справка, фундаментальные результаты и современное состояние // Вестник СамГУ – Естественнонаучная серия. – 2014, № 3 (114). – С.97-114.
- [2] Р.І. Романишин. Розвиток ультразвукового методу діагностування пошкодженості металу на основі реєстрації зворотньо-розсіяного сигналу. – Автореферат на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук по спец. 05.02.10 – діагностика матеріалів та конструкцій. – Львів, ФМІ НАНУ, 2017. – 22 с.
- [3] R.I. Romanishin, I.M. Romanishin. Processing of Backscattered Signal in Ultrasonic Testing // Russian Journal of Nondestructive Testing. - 2018, **54**, No. 6. – P.394-399.

ПОШИРЕНІ ХИБНІ ФІЗИЧНІ УЯВЛЕННЯ ТА МЕТОДИ ЇХ ПОДОЛАННЯ

Рябко А.В.¹, к. пед. н., доцент; Худан М.Ю.², вчитель.

¹ Глухівський національний педагогічний університет імені Олександра Довженка, Глухів, Україна

² Глухівська ЗОШ №6, Глухів, Україна

Хибні фізичні уявлення є поширеним явищем серед учнів та навіть дорослих, що свідчить про необхідність удосконалення методів навчання фізики.

Попри те, що фізика є основоположною природничою наукою, багато її фундаментальних понять неправильно розуміються навіть після завершення шкільного курсу. Причинами таких помилок можуть бути інтуїтивні уявлення про фізичні явища, недостатня експериментальна практика, некоректні пояснення в навчальних матеріалах. У цій статті розглядаються поширені фізичні помилки та пропонуються ефективні методи їх подолання.

Розглянемо далі деякі фізичні помилкові уявлення. Доволі поширені помилки у механіці, зокрема, уявлення про те важчі тіла падають швидше, ніж легші. Ця хибне уявлення виникає через повсякденний досвід, де опір повітря впливає на падіння тіл. У вакуумі всі тіла падають з однаковим прискоренням.

Якщо тіло рухається, то на нього діє сила. Насправді, відповідно до першого закону Ньютона, тіло продовжує рухатися рівномірно прямолінійно, якщо на нього не діють зовнішні сили.

Об'єкт продовжує рухатися в напрямку, в якому прикладена сила. Наприклад, коли кинути м'яч горизонтально, він не летить по прямій, а рухається по параболі через дію сили тяжіння.

У воді легші предмети тонуть повільніше, ніж важчі. Насправді, швидкість занурення об'єкта у воду залежить не тільки від його маси, але й від його форми та густини. Наприклад, металева куля швидко потоне, а велика дерев'яна дошка залишиться на поверхні, хоча може бути важчою за кулю.

Звукові хвилі можуть поширюватися в космосі. Насправді, звук потребує середовища для поширення (наприклад, повітря або води). У вакуумі космосу немає молекул, які могли б передавати звукові хвилі, тому звук там не поширюється.

Розглянемо помилкові уявлення в електриці та магнетизмі. Батарейка містить електричний заряд. Насправді, батарейка створює електричне поле, яке змушує наявні в провіднику вільні електрони рухатися.

Електричний струм споживається пристроями. Насправді, енергія перетворюється на інші форми (тепло, світло), а заряджені частинки просто рухаються в електричному колі.

Помилки в термодинаміці також доволі поширені і стійкі у буденній свідомості.

Холод проходить крізь вікна взимку. Насправді, тепло передається з теплішого середовища в холодніше, а не навпаки.

Метал холодніший за дерево. Метал не є холоднішим сам по собі, а просто краще проводить тепло, тому відчувається холоднішим на дотик.

Деякі помилкові уявлення в оптиці. Лазерний промінь видно в просторі. Насправді, промінь лазера стає видимим лише тоді, коли його розсіюють частинки пилу або туману.

Лінзи завжди збільшують зображення. Деякі лінзи, зокрема розсіювальні, зменшують зображення.

Світло завжди рухається прямолінійно. Насправді, світло може змінювати напрямок під час проходження через різні середовища (заломлення) або обгинати перешкоди (дифракція). Світло в колоїдних розчинах не тільки проходить крізь них, але й викривляється через розсіювання, заломлення та неоднорідність середовища.

Хибні фізичні уявлення є стійкими через кілька основних причин. Люди часто формують уявлення про фізичні явища на основі власного досвіду, який не завжди є

науково коректним. Наприклад, у повсякденному житті важчі предмети часто падають швидше через опір повітря, що створює хибне уявлення про роль маси у вільному падінні [1].

Якщо учні не проводять експерименти самостійно, вони не мають змоги особисто переконалися у правильності фізичних законів. Багато концепцій викладаються теоретично, без наочних доказів, що не дає змоги виправити помилкові уявлення. У шкільних підручниках і навчальних матеріалах іноді використовуються спрощені пояснення, які можуть закріплювати хибні уявлення. Наприклад, поширена фраза "струм рухається від плюса до мінуса" не пояснює рух електронів у реальності, що може створити помилкове розуміння електричного струму.

Фрази на кшталт "холод заходить у кімнату" або "лазерний промінь світить у просторі" підкріплюють помилкові уявлення. Фільми та анімація також часто демонструють фізично некоректні явища, наприклад, звук вибухів у космосі або неправдоподібні траєкторії польоту об'єктів. У деяких суспільствах певні уявлення можуть передаватися з покоління в покоління як "загальновідомі факти". Наприклад, ідея, що блискавка завжди вдаряє у найвищий об'єкт, хоча насправді її шлях визначається не лише висотою, а й електричними характеристиками середовища.

Люди формують уявлення про світ на основі власних моделей мислення. Коли нова інформація суперечить вже сформованим уявленням, мозок часто ігнорує або спотворює її, щоб вона відповідала старим переконанням (ефект підтвердження). Деякі фізичні концепції (наприклад, електромагнітні хвилі або квантова механіка) є абстрактними і не мають прямої аналогії в нашому повсякденному досвіді. Це ускладнює їхнє розуміння та сприяє поширенню хибних пояснень.

Отже, актуальним завдання є розробка методики подолання хибних фізичних уявлень, яка базується на експериментальному підході, використанні наочних моделей, інтерактивних методів навчання, розв'язування фізичних навчальних парадоксів [2].

В основі методика подолання хибних фізичних уявлень є експериментальний підхід. Одним із найефективніших способів виправлення хибних уявлень є проведення демонстрацій та лабораторних експериментів. Наприклад, для усвідомлення того, що всі тіла падають з однаковим прискоренням, можна використати вакуумну камеру і повторювати цей дослід неодноразово у процесі вивчення фізики в базовій і старшій школі, тому що з ним пов'язане одне з найстійкіших хибних уявлень.

Комп'ютерні симуляції дозволяють моделювати фізичні процеси та показувати їх без впливу зовнішніх факторів, таких як опір повітря чи тертя. Учням варто пропонувати завдання, які змушують їх задуматися над суперечностями у власному мисленні. Наприклад: «Що трапиться, якщо перерізати електричний провід? Чи припиниться рух електронів миттєво?» Використання фізичних моделей (наприклад, маятників, механічних конструкцій, електричних схем) допомагає сформувати правильні уявлення про закони природи. Розгляд фізичних явищ у повсякденному житті (наприклад, чому літаки можуть літати, як працюють термоси) сприяє кращому розумінню фізичних принципів.

Отже, фізичні помилки є серйозною перешкодою в навчанні, оскільки вони формують неправильне розуміння фундаментальних явищ і мають тенденцію зберігатися упродовж життя. Використання експериментального підходу, сучасних технологій та активного навчання дозволяє ефективно подолати ці проблеми. Методична робота з виправлення хибних уявлень сприятиме підвищенню рівня фізичної грамотності та розвитку наукового мислення.

Список використаних джерел

- [1] Б. А. Сусь, «Вплив невизначеності означень і жаргонності в термінології на формування фізичних понять у процесі навчання» Збірник наукових праць «Педагогічні науки», т. 1.61, с. 68-72, 2012.
- [2] О. С. Кузьменко, І. В. Сальник, І. В., «Фізичні парадокси як засіб проблемного навчання», Наукові записки, т. 72, с. 171-175, 2007.

ПЕРСПЕКТИВНІ ЗАХИСНІ НАНОСТРУКТУРОВАНІ ПОКРИТТЯ TRISO-ПАЛИВА ДЛЯ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ МАЛИХ МОДУЛЬНИХ РЕАКТОРІВ

Самойлов С.П., Коломієць В.М., к.ф.-м.н.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Малі модульні реактори, зокрема високотемпературні газоохолоджувальні (HTGR) розглядаються як найбільш перспективна технологія для безпечного, економічно доцільного та децентралізованого виробництва енергії в умовах зростаючих вимог до термостійкості матеріалів конструкції і паливних елементів, підвищенню паливної ефективності та мінімізації ядерних відходів.

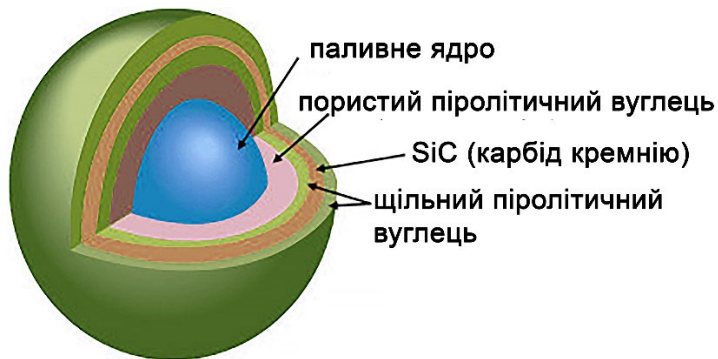


Рис. 1. Структура паливного елемента TRISO

Це паливо демонструє унікальні бар'єрні властивості завдяки багатошаровій оболонці, що включає [1]:

- Буферний пористий піролітичний вуглець – амортизуючий шар, що поглинає радіаційне розширення паливного ядра та зменшує внутрішні механічні напруження.
- Внутрішній щільний піролітичний вуглець – захисний шар, що запобігає дифузії продуктів поділу в наступні бар'єрні оболонки.
- Карбід кремнію – основний бар'єр, який забезпечує механічну міцність, радіаційну стійкість та утримання радіонуклідів.
- Зовнішній щільний піролітичний вуглець – додатковий захисний шар, що зменшує механічні напруження в структурі карбиду кремнію.

Сучасні дослідження спрямовані на підвищення температурної межі стабільності оболонки, зниження проникності для продуктів поділу та оптимізацію технологічного процесу виробництва паливних частинок. Одним із напрямів є розробка одношарового оксикарбідного керамічного покриття (SiOC) як альтернатива тришаровій структурі. Це рішення забезпечує вищу термічну стійкість (до 2200 °C), спрощену технологію нанесення та зменшення дифузії продуктів поділу відносно деградації оболонки [2].

Паралельно досліджуються комбіновані бар'єрні системи на основі різних матеріалів: карбиду кремнію та карбиду цирконію, які покращують утримання продуктів ділення, знижуючи ризик утворення корозійних каналів. Однак ці матеріали мають нижчу теплопровідність, що потребує оптимізації тепловідведення в реакторі.

Нанесення захисних покриттів на паливні частинки типу TRISO здійснюється методами, що можуть забезпечити рівномірність товщини, щільності та структурної цілісності бар'єрних оболонок. Основними підходами для їх отримання є хімічне осадження з парової фази, флюїдизоване хімічне осадження з парової фази, золь-гель методи тощо. Ще одним із перспективних методів є магнетронне розпилення (Magnetron Sputtering), що дозволяє осаджувати ультратонкі захисні покриття за відносно низьких температур. Це критично важливо для інтеграції нових матеріалів, таких як оксикарбід кремнію (SiOC) або карбід цирконію (ZrC).

Для забезпечення високої термостійкості, утримання продуктів поділу та тривалої експлуатації у малих модульних реакторах використовується паливо у триструктурних ізотропних паливних частинок TRISO (Tristructural Isotropic). Воно відзначається високою термічною стабільністю, радіаційною безпекою та стійкістю до корозії, що робить його ідеальним для сучасних ядерних реакторів.

Перевагами методу магнетронного розпилення є: низька температура процесу, відсутність домішок, можливість нанесення багатокомпонентних матеріалів, можливість формування структурно щільних плівок, висока адгезія покриттів.

До недоліків методу магнетронного розпилення, зазвичай, відносять: відносно невисокі значення швидкості наплення покриттів, нерівномірне покриття підкладок складної форми при традиційній конфігурації магнетронного розпилення, високі вимоги до вакуумної систем [3].

Попри ці обмеження, магнетронне розпилення залишається одним із можливих методів для створення інноваційних бар'єрних оболонок TRISO-палива, зокрема, при використанні нових матеріалів та багатошарових наноструктурованих покриттів.

У межах дослідження, присвяченому удосконаленню захисних оболонок для паливних частинок високотемпературних малих модульних реакторів, передбачається використання методу магнетронного розпилення імпульсами високої потужності для формування тонкоплівкових покриттів на моделях-мішенях, які виготовлені із піролітичного вуглецю. Такий підхід дозволить дослідити адгезійні характеристики, морфологію та мікроструктуру покриттів на матеріалах, хімічно та термічно близьких до внутрішнього шару паливних частинок типу TRISO (щільний піролітичний вуглець).

У якості основних кандидатів для нанесення розглядаються:

- карбід кремнію (SiC) – класичний бар'єрний матеріал із високою механічною міцністю, хімічною інертністю та стійкістю до дії продуктів поділу;
- нітрид бору (BN) – термічно стійкий матеріал із високою хімічною стабільністю, потенційно ефективний для зниження дифузії легколетких фрагментів поділу та зменшення утворення корозійних каналів (для дослідження важливо використовувати саме нітрид бору, збагачений ізотопом бору-11 (^{11}B) завдяки його низькому перерізу взаємодії з нейтронами, що забезпечує мінімальний вплив на ядерну реакцію).
- високоентропійні сплави (HEA, High-Entropy Alloys) – багатокомпонентні системи, що демонструють унікальну стійкість до термічного та радіаційного впливу завдяки ентропійній стабілізації.
- карбід цирконію (ZrC) – термостійкий керамічний матеріал з низьким перерізом захоплення нейтронів, високою хімічною інертністю та здатністю ефективно стримувати продукти поділу.

Метою дослідження є виявлення оптимального складу і технологічних умов для формування стабільних, щільних, термо- та радіаційно стійких захисних бар'єрів, придатних до подальшого масштабування на сферичні TRISO-частинки.

Для реалізації поставленої мети передбачається варіювання матеріалів покриття та параметрів технологічного процесу магнетронного розпилення імпульсами високої потужності. Для оцінки результатів будуть використані як фізичні методи дослідження (сканувальна електронна мікроскопія, спектроскопія, рентгенівська дифракція тощо), так і математичні методи аналізу з використанням середовища програмування Python (з бібліотеками NumPy, SciPy).

Список використаних джерел

- [1] International Atomic Energy Agency, *Performance Analysis Review of Thorium TRISO Coated Particles During Manufacture, Irradiation, and Accident Condition Heating Tests*. Vienna: IAEA, 2008. Available: <https://www.iaea.org/publications/10844/performance-analysis-review-of-thorium-triso-coated-particles-during-manufacture-irradiation-and-accident-condition-heating-tests>.
- [2] L. Wang *et al.*, “Microstructural evolution and mechanical properties of helium irradiated polymer-derived SiOC ceramics,” *Ceramics International*, vol. 48, no. 17, pp. 24994–25001, 2022. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0272884222005454>
- [3] А. І. Кузьмичов, Магнетронні розпилювальні системи. Київ: Аверс, 2008.

ВИКОРИСТАННЯ МОБІЛЬНОГО ДОДАТКУ RHYRHOX НА УРОКАХ ФІЗИКИ

Сизьон О. О., аспірант

Глухівський НПУ ім. О. Довженка

Смартфон – найпопулярніший гаджет серед студентів. Він використовується не лише для спілкування, а й для навчання: перегляду освітніх матеріалів, наукових досліджень та проведення експериментів. Вбудовані датчики, такі як акселерометр, магнітометр, GPS, гіроскоп і датчик освітленості, розширюють його функціональність. Зокрема, додаток Rhyrphox дозволяє використовувати смартфон для фізичних експериментів, що сприяє покращенню якості освіти.

Rhyrphox — це безкоштовна програма, розроблена RWTH Aachen University, яка дозволяє смартфонам функціонувати як універсальний інструмент для фізичних експериментів за допомогою доступу до вбудованих датчиків. Ця програма дозволяє як викладачам, так і студентам проводити різноманітні експерименти, роблячи освіту фізики більш інтерактивною та доступною.

Вивчення фізики залишається складним для багатьох учнів, тому вчителям важливо організовувати якісне навчання. Одним із рішень є використання смартфонів, які завдяки сучасним технологіям допомагають у засвоєнні матеріалу. Це сприяє зростанню зацікавленості до фізики. Смартфони підтримують експериментальне вивчення фізики завдяки вбудованим датчикам. Вони портативні й добре знайомі студентам, що робить навчання зручнішим. Використання моделі BYOD (Bring Your Own Devices). дозволяє учням застосовувати власні пристрої на уроках і в лабораторіях, підвищуючи ефективність навчання[1]. Учні, які користуються смартфонами, можуть легко, якісно та швидко проводити досліди, колекціонувати дані в режимі реального часу, які є дійсними та надійними, також мають можливість перегляду та обробки даних.

Датчики смартфонів можна використовувати для різноманітних експериментів з фізики. Смартфони оснащені різні внутрішні датчики, які записують фізичні дані, такі як камера, мікрофон, акселерометр, датчики для напруженості магнітного поля, освітлення або яскравості, гіроскопа, GPS-приймача та іноді навіть датчики температури, тиску та вологості.

Датчики в смартфонах спочатку не призначалися для фізичних експериментів, але можуть бути використані для них. Наприклад, акселерометр визначає нахил екрана, а магнітометр допомагає в навігації. Завдяки спеціальним додаткам ці датчики дозволяють проводити якісні фізичні досліди. Смартфони стали інструментом для аналізу експериментальних даних, особливо актуальним у дистанційному та цифровому навчанні.

Смартфон як новітні технології, які студенти 21 століття вже мають у своїх кишенях, можуть надихаючи їх займатися фізикою як у школі так і вдома, використовуючи вбудовані датчики. Rhyrphox може допомогти додати інтерактивні мінілабораторії до уроків фізики. Rhyrphox можна використовувати, як інструмент для полегшення проведення експериментальної діяльності учнів.

Rhyrphox допомагає вчителям і учням використовувати датчики в смартфонах для експериментів на уроці. Наприклад, це може допомогти вимірювання прискорення сили тяжіння за допомогою акселерометра [2]. Інший приклад, Rhyrphox магнітометр використовується для дослідження магнітних полів, створених електричними залізницями, а потім їх порівняння проста модель і параметри, оцінені з використанням легкодоступної інформації. Ліва панель рисунка 1 показує результати експерименту, а на правій панелі зображено магнітне поле.

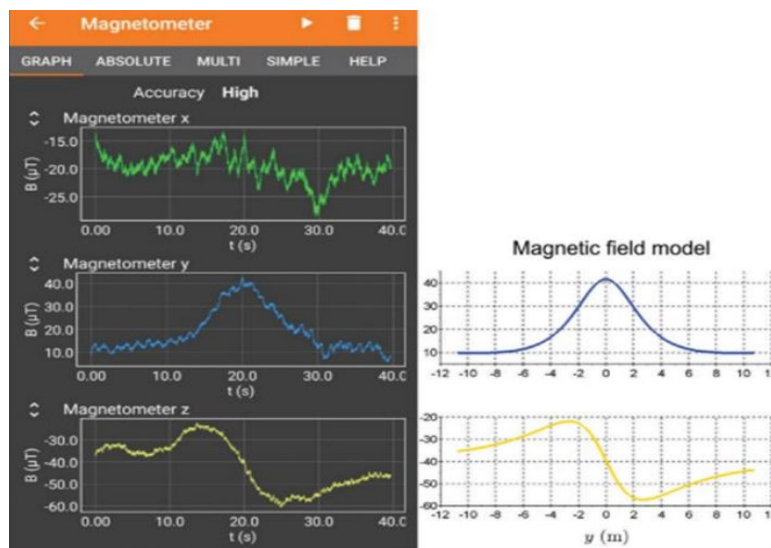


Рис 1 Порівняння вимірювань і розрахунків моделі

Використовуючи датчики Phyphox Вивчаючи фізику, вчителі та учні можуть проводити експерименти за допомогою власного смартфона та недорогого обладнання. Додаток Phyphox на смартфоні можна використовувати в фізичному експерименті та наукова демонстрація в класі. Його також можна використовувати вдома, тому це дуже корисно без необхідності дорогого платити.

Крім того, Phyphox ідеально підходить для покращення здібностей учнів до навчання. Одне з досліджень показує, що середнє значення здібностей до творчого мислення студентів підвищилося після навчання у формі GIL (Guided Inquiry Learning) за допомогою програми Phyphox [3]. Багато учнів, які використовували Застосування Phyphox також покращило їхні результати навчання порівняно з учнями, які не використовували додаток Phyphox.

На основі результатів цих досліджень було виявлено, що Phyphox як додаток для сенсорів смартфонів присутній нове та корисне доповнення до вивчення фізики. Учень може легко дістатися до мультимедійних пристроїв, навчитися у будь-який час і будь-де. Додаток Phyphox також можна практикувати як підтримку при виконанні лабораторної роботи, яку виконують учні.

Висновки. Експерименти на смартфонах можуть мотивувати студентів, оскільки вони дають їм змогу вивчати фізику разом із власними інструментами. Phyphox, безкоштовна програма, робить різноманітні експерименти з фізики більш доступними та розширює інструменти, доступні учням, простим методом дистанційного керування експериментом і з аналізом даних на місці. Phyphox допомагає учням у зборі, аналізі та обробці експериментальних даних у реальному часі, що підвищує точність і надійність результатів. Використання Phyphox у навчальному процесі покращує результати учнів, підвищує їхній інтерес до фізики та сприяє розвитку творчого мислення. Phyphox є корисним доповненням до традиційних методів викладання фізики, дозволяючи проводити експериментальні дослідження без дорогого лабораторного обладнання.

Список використаних джерел

- [1] Alexandros, K., Panagiotis, L., Serafeim, T., Pavlos, T., & Athanasios, V. (2020). Possible technical problems encountered by the teacher in the incorporation of mobile phone sensors in the physics lab. *European Journal of Physics Education*, 11(2): 5-23.
- [2] Vandermarlière, J. (2022). Detect Earth's rotation using your smartphone. In *Smartphones as Mobile Minilabs in Physics: Edited Volume Featuring more than 70 Examples from 10 Years The Physics Teacher-column iPhysicsLabs* (pp. 101-105). Cham: Springer International Publishing.
- [3] Fatmala, F. D., Suyanto, E., Wahyudi, I., & Herlina, K. (2020). The Effect of GIL Assisted Phyphox in Physics Learning towards Creative Thinking. *Jurnal Pembelajaran Fisika*, 8(2): 148.

МОДЕЛЮВАННЯ РАДІАЦІЙНО-ІНДУКОВАНОЇ СЕГРЕГАЦІЇ В СПЛАВАХ Fe-Cr-Ni З ВРАХУВАННЯМ МІЖЗЕРЕННІЙ МЕЖІ З МАЛИМ КУТОМ РОЗОРІЄНТАЦІЇ

*Скороход Р. В., PhD, м.н.с.; Коропов О. В., к.ф.-м.н., с.н.с., доц.
Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна*

За умов опромінення нейтронами, електронами чи іонами в конструкційних матеріалах ядерної енергетики у великій кількості народжуються пари радіаційних точкових дефектів (ТД): вакансія-міжвузельний атом. Подальша міграція ТД чи поглинання на стоках ТД призводить до виникнення низки радіаційно-стимульованих процесів і явищ та погіршення властивостей опромінених металевих сплавів. До таких явищ відноситься радіаційно-індукована сегрегація (РІС). Радіаційно-індукована сегрегація, власне, полягає в просторовому перерозподілі атомів компонентів сплаву під опроміненням та є одним з механізмів зміни локального атомарного складу в опромінених сплавах [1].

Метою цієї роботи є з'ясування особливості впливу міжзеренної межі з малим кутом розорієнтації на процеси РІС в сплавах Fe-20Cr-8Ni.

Для моделювання РІС використано модель, яка базується на основі зворотного ефекту Кіркендала [1-3]. В цій моделі перерозподіл концентрацій компонентів сплаву та ТД описується системою зв'язаних диференціальних рівнянь в частинних похідних [1, 4]

$$\begin{cases} \frac{\partial C_{Cr}}{\partial t} = -\nabla J_{Cr}, \\ \frac{\partial C_{Ni}}{\partial t} = -\nabla J_{Ni}, \\ \frac{\partial C_v}{\partial t} = -\nabla J_v + K_0 - R_{iv}C_vC_i - R_{vD} - GB_v(p), \\ \frac{\partial C_i}{\partial t} = -\nabla J_i + K_0 - R_{iv}C_vC_i - R_{iD} - GB_i(p), \end{cases} \quad (1)$$

де J_{Cr} , J_{Ni} , J_v та J_i – потоки атомів і ТД, K_0 – швидкість продукування ТД, R_{iv} – коефіцієнт рекомбінації ТД, R_{vD} та R_{iD} – швидкість поглинання ТД дислокаціями, які зосереджені в тілі зразка. Швидкість поглинання ТД міжзеренною межею $GB_v(p)$ і $GB_i(p)$ пропорційна густині дислокацій в міжзеренній межі $\rho_D(p)$ ($GB_{v(i)}(p) \sim \rho_D(p)$) [4]. Відмітимо, що концентрацію Fe C_{Fe} в будь-який момент часу t можна знайти як:

$$C_{Fe}(x, t) = 1 - C_{Cr}(x, t) - C_{Ni}(x, t). \quad (2)$$

На рис. 1. наведено концентраційні профілі Cr $C_{Cr} = C_{Cr}(x)$ (рис. 1.а) та Ni $C_{Ni} = C_{Ni}(x)$ (рис. 1.б) в сплаві Fe-20Cr-8Ni, які розраховані при швидкості продукування ТД $K_0 = 10^{-6}$ зна/с, дозі $D = 10$ зна, густині дислокацій в тілі зразка $\rho_D = 10^{14}$ м⁻², густині дислокацій в міжзеренній межі $\rho_D = 3 \cdot 10^{17}$ м⁻² та при різних значеннях температури T . З рисунку видно, що збіднення Cr та збагачення Ni на міжзеренній межі менше ніж на поверхні зразка. Відмітимо, що при температурі $T = 550^\circ\text{C}$ значення збіднення Cr та збагачення Ni на міжзеренній межі зменшується, що пов'язано з ростом зворотної дифузії при достатньо високих температурах.

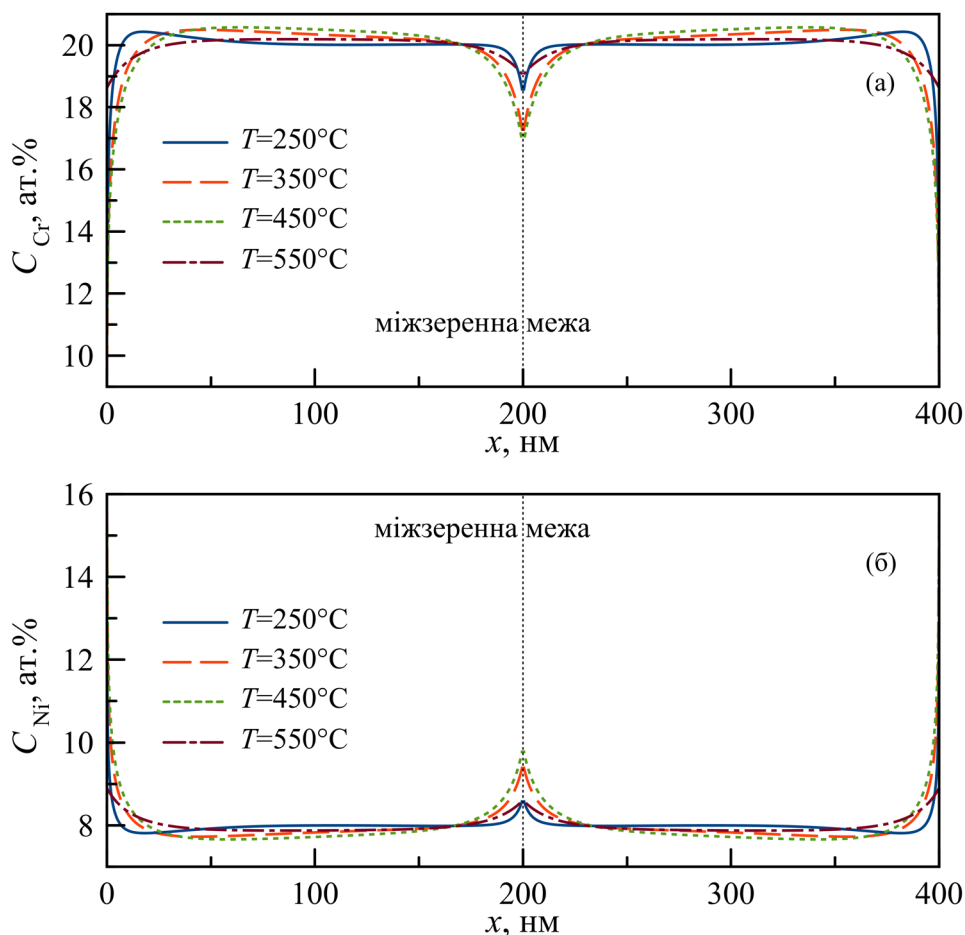


Рис. 1. Концентраційні профілі Cr та Ni при різних значеннях температури.

Список використаних джерел

- [1] G. S. Was, Fundamentals of Radiation Materials Science. Metals and Alloys (2nd ed.), New York: Springer, 2017.
- [2] Р. Скороход, О. Бугай, В. Білик, В. Денисенко та О. Коропов, «Моделювання радіаційно-індукованої сегрегації в бінарних сплавах,» East Eur. J. Phys., т. 5, № 1, с. 61-69, 2018.
- [3] Р.В. Скороход та О.В. Коропов, «Моделювання радіаційно-індукованої сегрегації в стопі Fe–9 ат.% Cr з урахуванням дислокаційної підсистеми стопу,» Металофіз. новітні технол., том 44, № 6, с. 691–711, 2022.
- [4] K. Vörtler, M. Mamivand, L. Barnard, I. Szlufarska, F. Garner and D. Morgan, «Simulated spatial and temporal dependence of chromium concentration in pure Fe and Fe–14%Cr under high dpa ion irradiation,» J. Nucl. Mater., vol. 479, pp. 23-35, 2016.

CALCULATION OF THE CURIE-WEISS TEMPERATURE FROM MAGNETIC HYSTERESIS AREAS AND COMPUTER MODELING OF MAGNETIC SUBSYSTEMS IN $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Si}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ ($x=0.032$, $y=0.53$) SOLID SOLUTION

Slynko V. E.¹, dr., head of the department of narrow-gap semiconductors;
Boledzyuk V. B.¹, dr., head of the CB IPMS NASU; Kaminsky V. M.¹, dr., sen. res.;
Kilanski L.², dr. hab., prof. IP PAS; Avdonin A.², dr., sen. res.

¹ Chernivtsi Branch of Frantsevykh Institute for Problems of Materials Science, NASU, Chernivtsi, Ukraine; ² Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland

Diluted magnetic semiconductors (DMSs) based on $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ compounds (diamagnetic crystal lattice of which contains magnetic impurity ions) are of considerable scientific and practical interest in the field of fundamental research and applications of spin-dependent phenomena [1]. The development of new functional materials for spin electronics requires a detailed study of their magnetic properties. In particular, this concerns exact values of the *Curie-Weiss* temperature Θ , which is the boundary between the ferromagnetic and paramagnetic phases. The temperature Θ in DMSs is determined using modified *Curie-Weiss* law (1) at the point of intersection of the linear fit of the $(1/\text{Re}(\chi_{\text{AC}}))(T)$ dependence with temperature axis T .

$$\text{Re}(\chi_{\text{AC}}) = \frac{C}{T - \Theta} + \chi_{\text{dia}} \quad (1)$$

where: $\text{Re}(\chi_{\text{AC}})$ — real part of dynamic magnetic susceptibility; AC — alternating current; C — Curie constant given by (2); χ_{dia} — diamagnetic contribution of the SnTe crystal lattice.

$$C = \frac{N_0 g^2 \mu_B^2}{3k_B} J(J+1) y_\theta \quad (2)$$

where: N_0 — number of cations per gram; g — effective g-factor of electrons in our samples; μ_B — Bohr magneton; k_B — Boltzmann constant; J — total magnetic momentum of the Mn ions; y_θ — magnetically effective Mn content.

The result of the mentioned linear fitting is often affected by dispersion of the measured $\text{Re}(\chi_{\text{AC}})$ values, associated with coexistence of several magnetic phases (ferromagnetic – **FM**, spin glass – **SG**, cluster glass – **CG**) in the studied DMSs below the *Curie* temperature T_C . The closer the magnetic system of a DMS is to SG or CG at $T < T_C$, the greater the scatter of points around the specified linear fit in the paramagnetic region ($T > \Theta$), and the lower the accuracy of determining the *Curie-Weiss* temperature Θ . In SnTe -based DMSs, the inclination angle of the linear fitting curve is additionally affected by the anomaly in $(1/\text{Re}(\chi_{\text{AC}}))(T)$ dependence, associated with *ferroelectric phase transition* of SnTe between the rhombohedral and cubic phases at ~ 70 K.

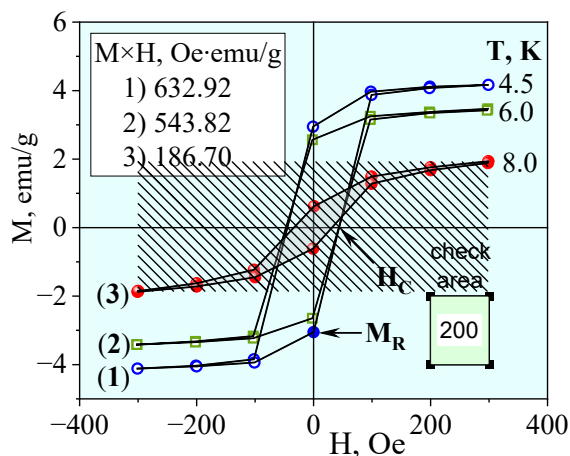


Fig. 1. Magnetic hysteresis loops and their areas in $\text{Sn}_{0.915}\text{Si}_{0.032}\text{Mn}_{0.053}\text{Te}$ sample

Refined value of the *Curie-Weiss* temperature can be obtained by extrapolating temperature dependence of the magnetic hysteresis areas $\oint(M \times H)(T)$ to their zero value (Fig. 1-2). Let us consider this procedure for $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Si}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ solid solution, grown by the vertical *Bridgman method* from chemically pure elemental components.

Note: To improve solubility of *Si* (m. p. 1415 °C) and *Mn* (m. p. 1244 °C) in the melt during crystal growth, compounds Si_2Te_3 (m. p. 885 °C) and MnTe_2 (m. p. 741 °C) with significantly lower melting points were synthesized and used.

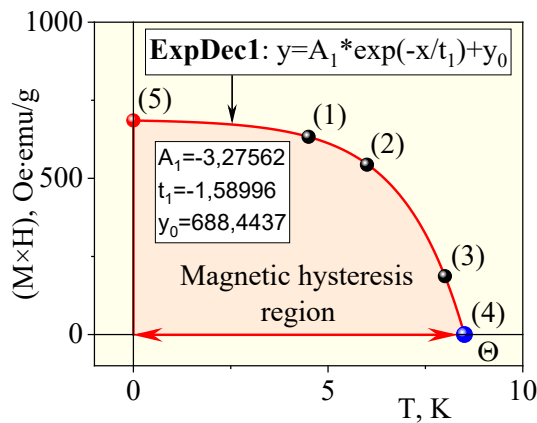


Fig. 2. Hysteresis areas: 1-3 — experimental data, 4-5 — calculated ones — indicates exact position of the temperature boundary between ferromagnetic and paramagnetic phases, i.e., the *Curie-Weiss* temperature Θ .

The processing of magnetic measurement data obtained using *Lakeshore 7129 AC Susceptometer/DC Magnetometer* system (as well as areas of magnetic hysteresis loops, approximation and extrapolation of their temperature dependence to zero) was carried out in *OriginPro 2024* [2].

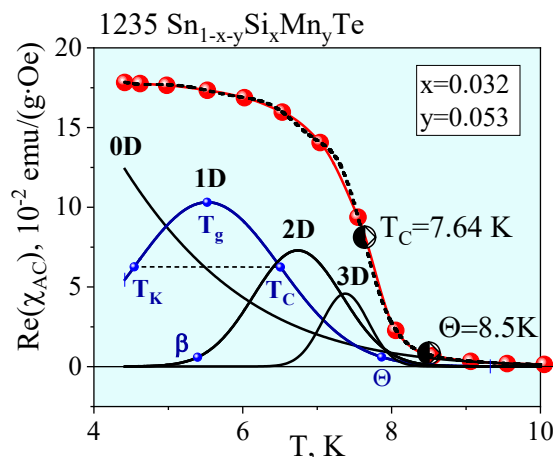


Fig. 3. Four Gaussian magnetic subsystems in the $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Si}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ sample

the only variable external parameter, it is logical to assume that the structure of magnetic clusters within each magnetic subsystem is determined by the amplitude of thermal vibrations of the crystal lattice, whereas the clusters themselves are similar to standing waves.

The spatial dimensionality of the “standing wave type” *dynamic magnetic clusters* (DMCs) is limited to 4 variants possible in 3D physical space (Fig. 3): **0D** (single ions of magnetic impurity Mn); **1D** (one-dimensional pairs of Mn ions); **2D** (two-dimensional triplets of magnetic ions in the form of triangles) and **3D** (three-dimensional structures, the simplest of which have a tetrahedral shape). Each magnetic subsystem has its own set of five critical temperatures: T_C (Curie), Θ (Curie-Weiss), T_F (the beginning of *spin freezing* during the phase transition to SG or CG state), T_K (Kilanski) and β (Kilanski-Slynko) (Fig. 3). The last two are symmetrical analogues of T_C and Θ in each of the four possible *dynamic magnetic cluster subsystems* (DMCS) forming the observed magnetic properties of experimental samples.

List of sources used

- [1] Stöhr, J. and Siegmann, H. C. *Magnetism: From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*. – Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. – P. 290-293. – 821 p. – ISBN 978-3540302827.
- [2] OriginLab Corporation's software package: <https://www.originlab.com/>

A distinctive feature of ferromagnetic phase is the presence of magnetic hysteresis loops (*ancient gr. ὑστέρησις* “deficiency” or “lagging behind”) in the field dependences of the magnetization $M(H)$ (Fig. 1). Accordingly, the absence of the loops is inherent in the paramagnetic phase (*PM*). With increasing temperature, the area of magnetic hysteresis loops gradually, “shagreen-like” decreases together with *coercive force* H_C and *residual magnetization* M_R (Fig. 1). Zero hysteresis area, obtained by extrapolation of experimental values (1-3 in Fig. 2), indicates exact position of the temperature boundary between ferromagnetic and

Fig. 3 shows the measured temperature dependence of dynamic magnetic susceptibility $(\text{Re}(\chi_{AC}))(T)$ with calculated *Curie* (T_C) and *Curie-Weiss* (Θ) temperatures. The temperature T_C is determined at the inflection point of the curve $(\text{Re}(\chi_{AC}))(T)$, where its 2nd derivative is zero:

$$\frac{\partial^2 \text{Re}(\chi_{AC})}{\partial T^2} = 0 \quad (3)$$

Minimal number of Gaussian curves, the sum of which fits the experimental $(\text{Re}(\chi_{AC}))(T)$ dependence quite accurately, is four. Each Gaussian curve corresponds to a separate *magnetic subsystem* formed by magnetic clusters of a certain type (Fig. 3). Since temperature T is

COMPUTER SIMULATION OF LOW-TEMPERATURE MAGNETIC SUBSYSTEMS IN THE LAYERED SEMICONDUCTOR $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ ($x=0.0125$)

Slynko V. E.¹, dr., head of the department of narrow-gap semiconductors;
Savitskii P. I.¹, dr., sen. res.; Mintyanskii I. V.¹, dr., sen. res.;
Kilanski L.², dr. hab., prof. IP PAS; Zakar S.², M. Sc.

¹ Chernivtsi Branch of Frantsevykh Institute for Problems of Materials Science, NASU, Chernivtsi, Ukraine; ² Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland

After we discovered four types of cluster magnetic subsystems in our *narrow-gap* diluted magnetic semiconductors (DMSs) $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ ($E_g \sim 0.6$ eV) and $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Si}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ ($E_g \sim 0.18$ eV), the question arose: "Is there such a phenomenon in *wide-gap* layered DMSs based on InSe ($E_g \sim 1.26$ eV)?" (Here E_g is the *energy gap* between the valence and conduction bands at room T).

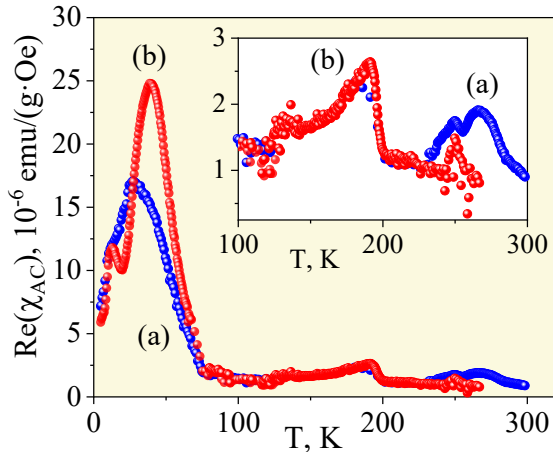


Fig. 1. Magnetic susceptibility of as-grown (a) and annealed (b) $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ samples

the range $4.8 \div 77$ K (Fig. 1-b), which is repeated (with much smaller amplitudes) at higher temperatures for both *annealed* ($115 \div 208$ K) and *as-grown* ($230 \div 298$ K) samples, as in other "octaves" (inset in Fig. 1). Previously, we had observed similar *double-humped* $\text{Re}(\chi_{AC})(T)$ dependences

in $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ samples, the crystal lattice of which has *NaCl* type *cubic structure*.

The fitting procedure of the above-mentioned low-temperature peaks in the $\text{Re}(\chi_{AC})(T)$ dependences for *as-grown* and *annealed* (at 320°C within 28 hours) $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ ($x=0.0125$) samples was performed using the **OriginPro 2024** software package [2]. As in previous cases, the

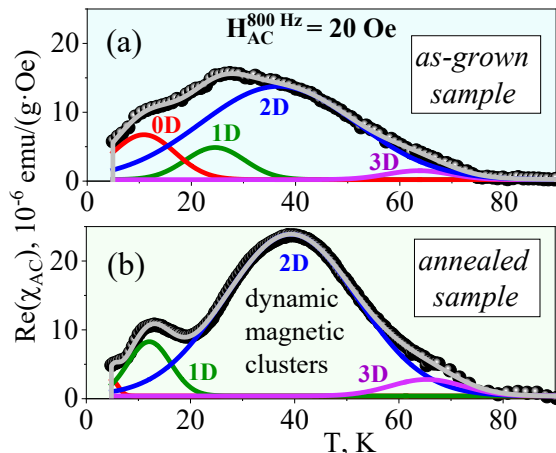


Fig. 2. Dynamics of 0D-3D cluster magnetic subsystems in $\text{In}_{0.9875}\text{Mn}_{0.0125}\text{Se}$

Each magnetic subsystem has its own set of five critical temperatures listed below (Fig. 3).

To answer the question, experimental results from our previous research on $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ samples were used, some of which are presented in [1]. Dynamic magnetic susceptibility measurements were carried out in an alternating magnetic field $H_{AC} = \pm 20$ Oe at 800 Hz in the range of $4.2 \div 300$ K using *Lake Shore 7229 AC Susceptometer/DC Magnetometer*.

This time our attention was focused only on the biggest, low-temperature peaks in the temperature dependences of real (Re) part of the dynamic magnetic susceptibility $\text{Re}(\chi_{AC})(T)$ (AC – *alternating current*), since smaller peaks have lower resolution. Of note is the *double-humped shape* of the main peak for the annealed sample in

the minimum number of *Gaussian curves*, the sum of which coincides well with the experimental dependences, is four. This is the *maximum possible* number of spatial objects (including magnetic clusters) in three-dimensional physical space: 0D, 1D, 2D and 3D.

In Fig. 2, each of the four *Gaussian curves* corresponds to a separate magnetic subsystem formed by magnetic clusters of a certain spatial dimension. Since temperature T is the only variable parameter when measuring $\text{Re}(\chi_{AC})(T)$ dependences, it is logical to assume that magnetic clusters have a *dynamic nature*, arise due to thermal vibrations of the crystal lattice, and are similar to nanoscale *standing waves*.

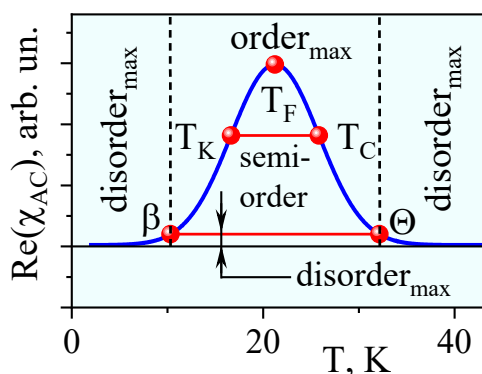


Fig. 3. Critical temperatures of a cluster magnetic subsystem: T_F , T_C , Θ , T_K , β

- 1) T_F – spin freezing temperature, below and above which susceptibility χ_{AC} begins to decrease;
- 2) T_C – Curie temperature corresponding to the inflection point on the right wing of the Gauss curve, where its 2nd derivative is zero;
- 3) Θ – Curie-Weiss temperature separating the ferromagnetic and paramagnetic phases;
- 4) T_K – Kilanski temperature, analog of the Curie temperature on the left wing of the Gauss curve;
- 5) β – Kilanski-Slynko temperature, analog of the Curie-Weiss temperature on the left wing of the Gauss curve corresponding to one of the four magnetic subsystems in DMSs.

Magnetic subsystems overlap each other, forming cross-sections (Fig. 2). For each fixed temperature, experimental value of the magnetic susceptibility χ_{AC} is determined by the sum of the contributions from corresponding magnetic subsystems coexisting at this temperature.

The area under $Re(\chi_{AC})(T)$ curve can be called *Integral magnetic susceptibility (IMS)*. In our case, it increases from 687 to 905 [emu·K/(g·Oe)] when moving from as-grown sample to the annealed one. The sum of the areas under the Gaussian curves exceeds the *IMS* due to their overlaps. The latter correspond to mixtures of different magnetic phases, such as spin glass (**SG**), cluster glass (**CG**), ferromagnetic phase (**FM**), and paramagnetic phase (**PM**).

It is important to note that the same magnetic ions in the overlap zones of *Gaussian magnetic subsystems* can alternately enter clusters of different spatial dimensions, taking part in the exchange interaction that determines the magnetic properties of a DMS.

In narrow-gap DMSs based on A^4B^6 (SnTe, GeTe etc.) compounds, long-range indirect *RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) exchange interaction* occurs through itinerant conduction electrons. In wide-gap layered DMSs based on A^3B^6 (InSe, GaSe etc.), indirect exchange interaction occurs between the magnetic moments of localized electrons through the perturbation of diamagnetic ions (ligands) surrounding the magnetic ions (*Kramers mechanism*). Despite the significant difference in the crystal structure and physical properties of these compounds ($Re(\chi_{AC})$ of hexagonal $In_{1-x}Mn_xSe$ is approximately 4 orders of magnitude lower than that of cubic $Ge_{1-x}Sn_xMn_yTe$, and is anisotropic), the number of magnetic subsystems in them is the same.

The overlap of Gaussian curves (corresponding to different magnetic subsystems) explains the presence of magnetic hysteresis loops accompanying spin and cluster glasses down to the lowest measured temperatures. This allows to clarify the concept of *spin glass* [3-5], which is sometimes mistakenly considered a completely disordered (frustrated) magnetic phase. In fact, spin glass is always accompanied by some ferromagnetic ordering within the temperature range $\beta < T < \Theta$ (Fig. 3). Thus, we have found that the presence of *four magnetic subsystems* is a common property of the DMSs based on A^4B^6 and A^3B^6 compounds synthesized and studied by us.

List of sources used

- [1] V. V. Slyn'ko et al. Ferromagnetic states in the $In_{1-x}Mn_xSe$ layered crystal, Phys. Rev. B. 71, P. 245301-1-5 (2005).
- [2] OriginLab Corporation's software package: <https://www.originlab.com/>
- [3] E. Vincent, Spin glass experiments, Encyclopedia of Condensed Matter Physics (Second Edition), Academic Press, 2024, Pages 371-387, ISBN 9780323914086.
- [4] D. L. Stein and Ch. M. Newman, Spin Glasses and Complexity, Princeton University Press, 2013, 317 Pages, ISBN-13: 978-0-691-14733-8.
- [5] Q. Zhai et al. Evidence for temperature chaos in SG, Phys. Rev. B 105, 014434 (2022)

КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ФІЗИЧНИХ ПРОЦЕСІВ ЗА ОСТАННЬОЮ ЗАМКНЕНОЮ МАГНІТНОЮ ПОВЕРХНЕЮ ТОКАМАКА

Труш О. В.¹, асп.; Гірка І. О.¹, д.ф.-м.н., проф.; Тіренс В.², д.філ., дослід..

¹ Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, Харків, Україна

² Оук-Риджська національна лабораторія, Оук-Ридж, США

У роботі досліджено просторовий розподіл полів E_z та H_z електромагнітної хвилі, яка локалізована в околі Альфвенового резонансу (АР) за останньою замкненою магнітною поверхнею (ОЗМП) токамака. Для дослідження було обрано електромагнітні хвилі з меншим одиниці тороїдним показником заломлення, ненульовим полоїдним хвильовим числом і частотою вище йонної циклотронної частоти.

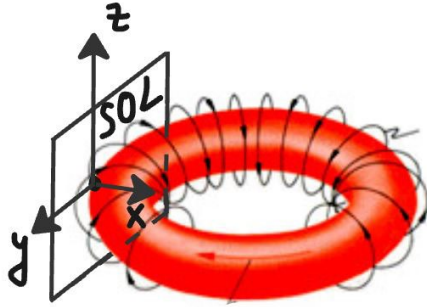


Рис. 1. Схематичне зображення геометрії задачі

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix}.$$

У йонному циклотронному діапазоні частот, $\omega_{ci} \leq \omega \ll |\omega_{ce}|$, компоненти тензора (1) визначаються наступним чином:

$$S = 1 - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2}, D = \sum_i \frac{\omega_{pi}^2 \omega}{\omega_{ci}(\omega^2 - \omega_{ci}^2)}, P = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}. \quad (2)$$

У рівнянні (2) ω_{ci} і ω_{pe} — це циклотронна та плазмова частоти частинок плазми гатунку α : $\alpha = i$ для іонів і $\alpha = e$ для електронів, відповідно.

Шукатимемо розподіл поля хвилі на основі Фур'є-аналізу. Тому, наприклад, тороїдне електричне поле хвилі шукатимемо у вигляді:

$$E_z^{\sim}(\vec{r}, t) = E_z(x) \exp[i(k_z z + k_y y - \omega t)], \quad (3)$$

де k_y — це полоїдне хвильове число, k_z — це тороїдне хвильове число.

Застосовуючи метод Фур'є-аналізу (3) до рівнянь Максвела, отримаємо пару диференціальних рівнянь, які пов'язують компоненти електромагнітного поля $H_z(x)$ та $E_z(x)$:

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_0^2} \frac{d^2 E_z}{dx^2} + \frac{N_z^2}{k_0^2} \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{N_{\perp}^2} \frac{dE_z}{dx} \right) + \frac{N_z^2 N_y}{k_0} E_z \frac{d}{dx} \left(\frac{\mu}{N_{\perp}^2} \right) + E_z \left[P - N_y^2 - \frac{N_z^2 N_y^2}{N_{\perp}^2} \right] \\ = - \frac{i N_z}{k_0^2} \frac{d}{dx} \left(\frac{\mu}{N_{\perp}^2} \frac{dH_z}{dx} \right) - \frac{i N_z N_y}{k_0} H_z \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{N_{\perp}^2} \right) + \frac{i N_z N_y^2 \mu}{N_{\perp}^2} H_z, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_0^2} \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{N_{\perp}^2} \frac{dH_z}{dx} \right) + H_z \left[1 - \frac{N_y^2}{N_{\perp}^2} + \frac{N_y}{k_0} \frac{d}{dx} \left(\frac{\mu}{N_{\perp}^2} \right) \right] \\ = \frac{i}{k_0^2} \frac{d}{dx} \left(\frac{\mu N_z}{N_{\perp}^2} \frac{dE_z}{dx} \right) - \frac{i N_y^2}{N_{\perp}^2} \mu N_z E_z + \frac{i N_z N_y}{k_0} E_z \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{N_{\perp}^2} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

У рівняннях (4) та (5) використані наступні позначення: $N_y = k_y/k_0$ — це полоїдний показник заломлення, $N_z = k_z/k_0$ — це тороїдний показник заломлення, $\mu = -D/(S - N_z^2)$,

$N_{\perp}^2 = (R - N_z^2)(L - N_z^2)/(S - N_z^2)$, $R = S + D$, і $L = S - D$. Решта полів хвилі виражаються через поля E_z та H_z з рівнянь Максвела.

Область розрідженої плазми за ОЗМП з фізичних міркувань розділяється на чотири частини, у кожній з частин буде різною поведінка коефіцієнтів (2) та компонентів електромагнітного поля. Для кожної частини виконуються відповідні спрощення рівнянь (4) та (5) для знаходження розподілу полів електромагнітного поля $H_z(x)$ та $E_z(x)$. За спрощеними рівняннями знаходяться функціональні залежності цих компонент для кожної частини окремо [2]. Після чого поля асимптотично зшивають.

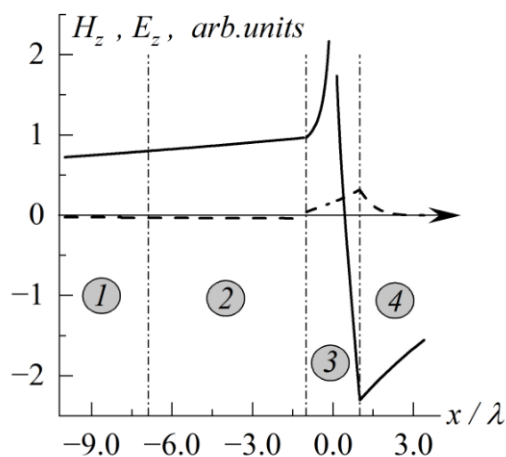


Рис. 2. Радіальний розподіл полів хвилі: $H_z(x)$ – суцільні криві, $E_z(x)$ – штриховані криві. Вертикальними штрихпунктирними лініями позначені межі між частинами 1÷4.

Для числових розрахунків у пакеті Wolfram Mathematica використано наступні параметри плазми та хвилі: однозарядні іони дейтерію, густина плазми $n(0) = 8.287 \times 10^{16} \text{ м}^{-3}$, температура йонів $T_i = 10.0 \text{ eV}$, великий радіус плазми $R = 2.12 \text{ м}$, малий радіус плазми $a = 0.5 \text{ м}$, довжина експоненційного зменшення густини плазми $\lambda = 0.018 \text{ м}$, зовнішнє стале однорідне магнітне поле $B_0 = 2.0 \text{ Тл}$, тороїдний номер моди $n=3$, відношення частоти хвилі до йонної циклотронної частоти $\omega/\omega_{ci} = 5.308$. За отриманими виразами побудовано графік радіального розподілу поля (див. рисунок 2). На основі отриманих функціональних залежностей компонентів електромагнітного поля хвиля здобуто дисперсійне рівняння, яке проаналізовано в пакеті Wolfram Mathematica.

Список використаних джерел

- [1] Т. Н. Stix, *Waves in Plasmas*. New York: American Institute of Physics, 1992, 583 p.
- [2] I. O. Girka, O. V. Trush, and W. Tierens, "Eigen radio frequency signals localized at Alfvén resonances in a tokamak scrape-off layer," *East European Journal of Physics*, pp. 79–90, 2025.

ДОСЛІДЖЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ НЕЛІНІЙНОЇ ФІЛЬТРАЦІЇ НА МОДЕЛЬНОМУ КТ-ЗОБРАЖЕННІ

Тулякова Н.О., к.т.н., .н.с.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Дослідження та розробка методів фільтрації шумів у зображеннях є актуальним напрямом, оскільки наявність шумів істотно погіршує якість зображень, знижує точність вимірювань та ускладнює застосування методів автоматичного аналізу, класифікації образів та прийняття рішень. Шум у даних рентгенівських проєкцій виникає внаслідок статистичної похибки вимірювань, випадкових відхилень значень коефіцієнтів ослаблення і безпосередньо впливає на якість комп'ютерних томографічних (КТ) зображень. Шум вимірювань можна вважати дробовим (пуассоновим), що виникає через дискретність фотонів. Для великої кількості фотонів розподіл Пуассона наближається до нормального. Шум зчитування даних з матриці цифрових сенсорів приблизно гаусів. Також може виникати імпульсний шум типу “сіль та перець”.

Нелінійні фільтри на основі стійких (робастних) оцінок [1], зокрема медіанного типу, часто застосовуються для обробки зображень, оскільки ними забезпечується краще пригнічення негаусового шуму та усунення точкових викидів, збереження границь і деталей на зображенні. Запропоновано неадаптивний метод обробки 2D зображень на основі векторної нелінійної фільтрації, що поєднує нелінійні робастні операції ранжирування та визначення медіанного вектору [2] та лінійного усереднення отриманих оцінок значень пікселів зображення. Перевагою векторної обробки даних є врахування їхньої кореляції. У той самий час, векторним нелінійним фільтрам притаманні властивості, характерні скалярним аналогам. Медіанний вектор є оптимальною оцінкою за критерієм максимуму правдоподібності, що характеризує схожість певного вектора з іншими векторами вибірки [2].

На модельному КТ-зображенні проведені дослідження ефективності розробленого векторного медіанного фільтра (ВМФ) та найбільш популярних нелінійних фільтрів, таких як медіанний фільтр (МФ), центральнo-зважений медіанний фільтр (ЦЗМФ) [1], гібридний медіанний фільтр (ГМФ) [3], сигма-фільтр (СФ) [4], та лінійного фільтра усереднення (ФУ) з однаковими ваговими коефіцієнтами. Для оцінок ефективності використовується стандартний критерій пікового відношення сигнал-шум, що характеризує співвідношення корисної та шумової складових сигналу. Чим більші значення цього критерію, тим краще придушується шум. Оцінки ефективності за зазначеним критерієм при застосуванні вікна (маски) розміром 5×5 наведені в Таблиці 1.

Таблиця 1.

Оцінки ефективності фільтрації за критерієм пікове відношення сигнал-шум

Фільтр, маска 5×5	Сіль та перец ь	Шум Пуас- сона	Гаусів шум						
			6	9	12	15	18	21	24
Вхідне	17,6	30,26	37,38	34,87	31,6	29,79	28,32	26,87	25,61
ФУ	29,05	37,09	38,12	37,93	37,3	36,34	34,91	33,21	31,4
ГМФ	42,9	35,66	42,29	40,14	37,0	35,20	33,65	32,07	30,57
МФ	43,64	38,23	42,29	41,11	38,9	37,44	36,00	34,41	32,81
ЦЗМФ	45,35	38,46	43,13	41,72	39,24	37,64	36,11	34,43	32,78
СФ	36,36	36,47	41,09	39,83	37,44	35,77	34,10	32,36	30,65
ВМФ	39,38	37,84	43,91	41,99	38,96	37,09	35,37	33,54	31,81
ВМФ _{роб}	45,39	35,48	42,40	40,12	36,92	35,06	33,54	31,98	30,57
ГМФ _{ЗС}	-	38,66 $3C(9,9)$	44,56 $3C(5,5)$	42,99 $3C(5,7)$	40,41 $3C(7,9)$	38,95 $3C(7,11)$	37,60 $3C(10,12)$	36,52 $3C(12,14)$	35,54 $3C(13,15)$
МФ _{ЗС}	-	40,23 $3C(9,9)$	43,41 $3C(5,5)$	42,75 $3C(6,7)$	41,25 $3C(8,8)$	40,14 $3C(9,10)$	39,06 $3C(10,11)$	37,91 $3C(11,13)$	36,91 $3C(14,14)$
ЦЗМФ _{ЗС}	-	40,27 $3C(9,9)$	44,11 $3C(5,5)$	43,21 $3C(6,6)$	41,17 $3C(6,9)$	40,07 $3C(9,10)$	39,01 $3C(10,11)$	37,78 $3C(12,12)$	36,85 $3C(14,14)$
СФ _{ЗС}	-	41,04 $3C(11,11)$	42,70 $3C(7,7)$	42,61 $3C(8,8)$	41,89 $3C(9,10)$	41,07 $3C(13,13)$	39,67 $3C(14,14)$	38,41 $3C(15,15)$	36,51 $3C(16,16)$
ВМФ _{ЗС}	-	40,55 $3C(10,11)$	44,98 $3C(5,5)$	43,74 $3C(6,6)$	41,79 $3C(9,9)$	40,39 $3C(11,11)$	39,27 $3C(14,14)$	38,06 $3C(15,15)$	36,69 $3C(16,16)$

Показано, що нелінійні фільтри мають значну перевагу в ефективності порівняно з усередненням за рахунок меншого розмиття границь та кращого збереження деталей. У той

самий час нелінійними фільтрами забезпечується й висока ефективність придушення шуму та робастність – здатність усувати викиди. З аналізу оцінок ефективності випливає, що найкращу робастність та ефективність в умовах високого рівня шуму забезпечують МФ та ЦЗМФ. Попереднє застосування алгоритму зсуву середнього (ЗС), що є простим непараметричним методом пошуку моди [5], суттєво підвищує показники ефективності розглянутих нелінійних фільтрів, особливо стосовно СФ, який у цьому випадку має найкращу ефективність у діапазоні від середнього до високого рівня шуму. Поєднуючи нелінійні стійкі операції та лінійне усереднення оцінок, запропонований ВМФ усуває викиди, зберігає границі та деталі та покращує придушення шуму порівняно з ГМФ та СФ, демонструючи перевагу в ефективності над усіма досліджуваними фільтрами при невисокому рівні шуму. Запропонований робастний варіант ВМФ_{роб} краще видаляє імпульсний шум типу “сіть та перець” та має кращу ефективність порівняно з МФ, ГМФ та СФ при низькому рівні шуму. Приклад фільтрації тестового КТ-зображення розробленим ВМФ наведено на рис.1. Розглянуті нелінійні фільтри реалізовані на мові програмування Java, для досліджень використано пакет ImageJ (<https://imagej.net/ij/>).

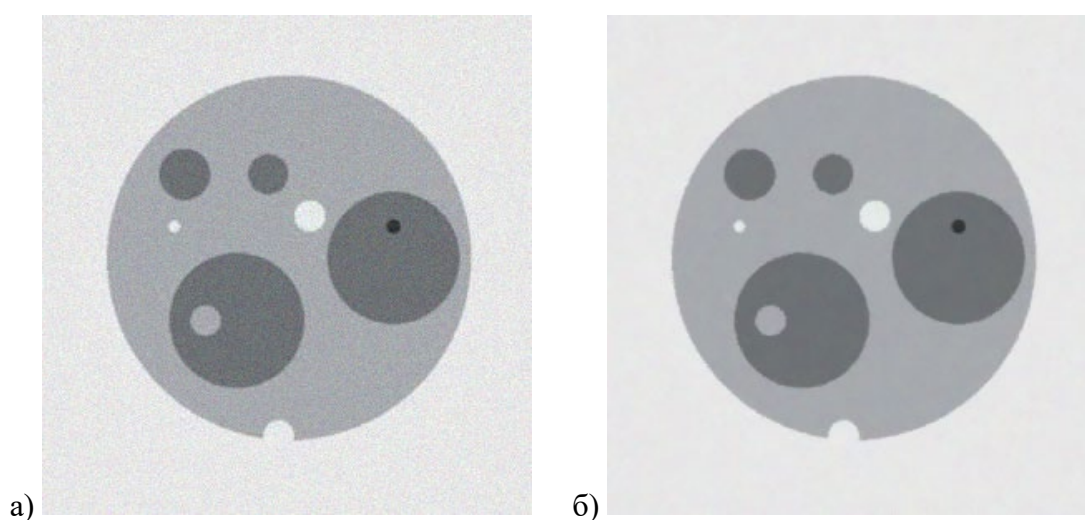


Рис. 1. Приклад фільтрації: а — тестове КТ-зображення з гаусовим шумом, б — результат застосування розробленого нелінійного фільтра (маска 5×5).

Список використаних джерел

- [1] J. Astola, P. Kuosmanen, Fundamentals of Nonlinear Digital Filtering, USA: CRC Press LLC, 1997.
- [2] J. Astola, P. Haavisto, Y. Neuvo, Vector Median Filters, Proc. of the IEEE Trans. Acoust. Speech and Signal Processing, Vol. 78, No. 4, pp. 678-689.
- [3] S. Sreejith, J. Nayak, Study of hybrid median filter for the removal of various noises in digital image, Journal of Physics: Conference Series, Vol. 1706, 012079, 2020.
- [4] J.S. Lee, Digital image noise smoothing and the sigma filter, Computer Vision, Graphics and Image Processing, 24, pp. 255-269, 1983.
- [5] Y. Cheng, Mean shift, mode seeking, and clustering Sreejith, IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, Vol. 17, No. 8, pp. 790-799.

МОДЕЛЮВАННЯ ОПРОМІНЕННЯ ПОВЕРХНІ ГАНІМЕДА ІОНАМИ МАГНІТОСФЕРИ ЮПІТЕРА

Фоміна А.П.^{1,2}, Новак О.П.³, Маслов В.І.⁴

¹*Інститут теоретичної фізики ім.М.М.Боголюбова НАН України, Київ, Україна*

²*University Paris-Saclay, Orsay, France*

³*Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна*

⁴*ІНЦ Харківський фізико-технічний інститут, Харків, Україна*

Супутники Юпітера постійно знаходяться під впливом заряджених частинок магнітосферної плазми гігантської планети. Цей вплив вважається одним із основних джерел модифікації поверхні супутників: опромінення, радіолізу, розпилення. Дана робота є спробою дослідити взаємодію магнітосферних іонів із поверхнею супутника Ганімеда. Ганімед – це найбільший супутник у Сонячній системі та єдиний супутник із власним магнітним полем, що утворює власну унікальну міні-магнітосферу. У 2022р. до Юпітера стартувала місія Європейського космічного агентства JUICE. Науковими цілями місії є Юпітер та його система, з особливим акцентом на Ганімеді як потенційному середовищі існування життя в можливому рідкому підповерхневому океані. Заплановано, що апарат вийде на орбіту навколо Ганімеда.

В нашому дослідженні для моделювання взаємодії Ганімеда з плазмою Юпітера, що налітає, на першому етапі ми розробляємо програму чисельного тестування частинок, використовуючи метод Рунге-Кутта 4-го порядку для відстеження траєкторій частинок, що дозволить знайти випадання іонів на поверхню Ганімеда і створити радіаційні карти.

Власна магнітосфера Ганімеда є складною системою. Наявний плазмовий шар поблизу супутника в основному складається як з теплових, так і з енергетичних іонів водню, кисню, сірки та електронів. Вони постійно впливають на поверхню супутника. Енергія частинок змінюється від десятків еВ до десятків МеВ [2,3]. Параметри плазми були отримані з вимірювань космічних кораблів «Галілей» і «Юнона», а конфігурація магнітного поля включає як навколишнє магнітне поле Юпітера, так і внутрішнє власне магнітне поле Ганімеда.

На першому етапі наша програма здійснює зворотне відстеження частинок, а потім обчислює відсоток частинок на поверхні Ганімеда, які змогли вийти за межі сфери (зовнішні граничні умови) під час відстеження[4]. Було знайдено просторові карти випадіння іонів водню, кисню та сірки на поверхні, що відповідають різним енергіям частинок.

На наступному етапі моделювання було обчислено сумарний потік іонів в певному діапазоні енергій з емпіричним розподілом з [3]. Розрахунки проведено в центрованій на Ганімед інерціальній системі координат Gphi-Omega (GphiO). Таким чином, на графіках координати центру (0,0) відповідають напрямку +Y до Юпітера. Були розраховані також графіки диференціального потоку для трьох локацій на поверхні: для північного полюса, і точок, близьких до мінімуму (на екваторі) та максимуму опромінення (у південній півкулі). Цей потік розрахований за 2000 траєкторіями у кожній точці на поверхні.

Отримано карти сумарного потоку опромінення поверхні супутника іонами кисню. Потік частинок найбільший на широтах близько 30 градусів, на екваторі він менший, а в тіні задньої по орбіті півсфери мінімальний. Максимум опромінення зміщений від центру передньої по орбіті півсфери внаслідок того, що траєкторії частинок закручуються в полі, при цьому гірорадіуси частинок можна порівняти з розмірами самого Ганімеда для величин параметрів на його орбіті.

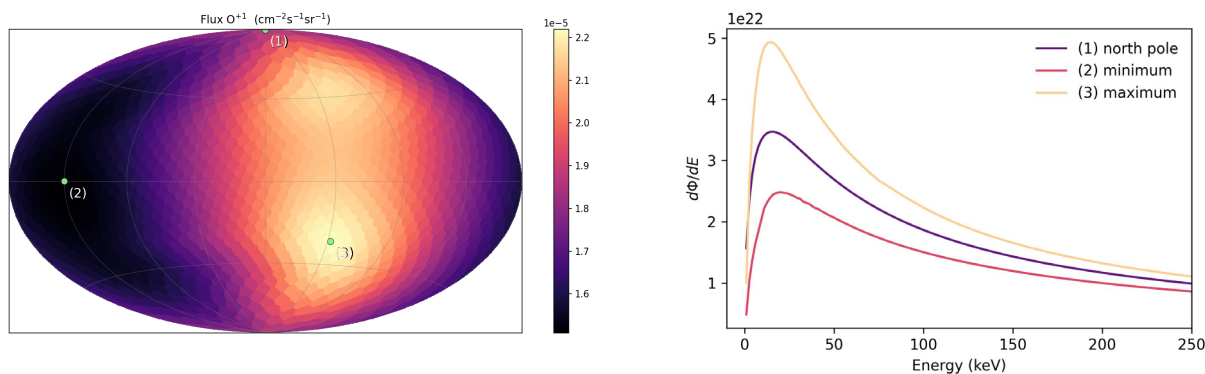


Рис. 1. Карти повного потоку іонів O^+ на поверхню Ганімеда, проінтегровано по енергіях в інтервалі до 500 кеВ. 2. Диференціальні потоки іонів O^+ в трьох локаціях на поверхні.

Диференціальні потоки іонів кисню на поверхні показують, що максимальний потік буде приблизно біля 30 кеВ, зі степеневим загасанням далі по енергії.

Області біля екватора на Ганімеді частково екрануються при низьких енергіях частинок тому що власна магнітосфера супутника може частково захищати поверхню на екваторі від ударних іонів.

Список використаних джерел

- [1] J.F.Cooper, et al. Energetic ion and electron irradiation of the icy Galilean satellites, Icarus, 149, p.133– 159, 2001.
- [2] M.G.Kivelson, et al. Magnetospheric interactions with satellites, In Jupiter: The planet, satellites, and magnetosphere. Cambridge Univ. Press, pp. 513– 536, 2004.
- [3] B.H.Mauk, et al. Energetic ion characteristics and neutral gas interactions in Jupiter's magnetosphere, JGR, 109, A09S12, 2004.
- [4] O.V.Helemelya, A.P.Fomina, O.P.Novak, R.I.Kholodov. Modeling the interaction of Jupiter's magnetospheric plasma ions with satellite, Probl. of atomic science and technology, 4(146), p.117, 2023.

ОСОБЛИВОСТІ ВИКОРИСТАННЯ ПІДХОДУ ФАЗОВОГО ПОЛЯ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ МІКРОСТРУКТУРНИХ ПЕРЕТВОРЕНЬ У КОНДЕНСОВАНИХ СИСТЕМАХ

Харченко Д. О., д.ф.-м.н., проф

Інститут прикладної фізики НАН України

Розглядаються загальні положення теорії фазового поля і особливості її застосування для дослідження радіаційно-індукованих ефектів, пов'язаних з перерозподілом атомної та дефектної підсистем внаслідок генерування структурного безладу опромінюючим потоком високо-енергетичних частинок. Наводиться спосіб використання термодинамічних баз даних для моделювання атомового перерозподілу у реальних сплавах, відповідно до етапу виготовлення (термічного відпалу) зразку та дослідження стійкості відповідної мікроструктури зразка до дії радіаційного опромінення. Показано можливість поєднання теорії фазового поля та теорії швидкостей реакцій для врахування динаміки стоків точкових дефектів при опроміненні. Окремо показано можливість застосування фазово-польового підходу для дослідження еволюції зеренної структури та формування і еволюції газонаповнених пор в ній.

ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТЕПЛОВИХ ПРОЦЕСІВ У СТРУКТУРІ СОНЯЧНОГО ЕЛЕМЕНТА

Цветковіч К. С.; Дяденчук А. Ф., к.т.н, доц.

Таврійський державний агротехнологічний університет імені Дмитра Моторного,
Запоріжжя, Україна

Ефективність і довговічність сонячних елементів (СЕ) є ключовими факторами у розвитку відновлюваних джерел енергії, на які значною мірою впливає температурний режим їх роботи [1]. Перегрів активних шарів може спричинити деградацію матеріалів, призвести до зменшення вихідної потужності і зміни електричних характеристик та скоротити строк експлуатації СЕ. Тому дослідження розподілу температури у структурі сонячного елемента є важливим завданням для підвищення його продуктивності. Моделювання, як комп'ютерне, так і чисельне, є невід'ємною частиною досліджень, спрямованих на покращення конструкцій елементів і підвищення їхньої енергоефективності [2]. Чисельне моделювання теплових процесів дозволяє детально проаналізувати розподіл температури у структурі фотоелемента, враховуючи фізичні властивості матеріалів, параметри навколишнього середовища та теплове навантаження.

Мета роботи – чисельне моделювання температурного розподілу в активному шарі сонячного елемента з урахуванням теплових втрат та зовнішніх умов. Отримані результати можуть бути корисними для подальшої оптимізації матеріалів і конструкцій фотоелементів.

У дослідженні використано метод чисельного розв'язання рівнянь теплопровідності з рівномірним об'ємним джерелом тепла (стаціонарне поширення тепла в активному шарі СЕ):

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = -\frac{Q_{gen}}{k(T)}, \quad (1)$$

$$Q_{gen} = P_{solar} \frac{1 - efficiency}{L \cdot W \cdot H}, \quad (2)$$

де $T(x, y)$ – температура в точці сонячного елемента, Q_{gen} – густина об'ємного тепловиділення, P_{solar} – потужність сонячного випромінювання, $L \cdot W \cdot H$ – об'єм активного шару сонячного елемента.

Симуляцію виконано в середовищі Matlab шляхом обчислення температурного профілю у площині X-Y. Для моделювання використано метод кінцевих різниць, що дозволяє чисельно розрахувати тепловий розподіл у двовимірній сітці (100×100 точок). Для розрахунку використано стандартні параметри кремнієвого фотоелемента: довжина 1 м, ширина 1 м, товщина активного шару 0,002 м. Потужність сонячного випромінювання становить 100 Вт, а ефективність перетворення енергії – 15%. Температура по краях елемента фіксована та дорівнює температурі навколишнього середовища (20°C) для забезпечення теплообміну. Розрахунок температурного профілю оновлюється ітераційно з використанням початкових значень температури та теплопровідності. Результуючий температурний профіль представлений у вигляді 3D-графіка (рис. 1). Візуалізація дозволяє наочно оцінити розподіл тепла в сонячному елементі.

За результатами моделювання встановлено, що температурне поле варіюється в межах від 20°C (по краях) до 27°C (у центрі). Максимальне значення температури спостерігається в центральній області елемента ($X \approx 0,5$ м; $Y \approx 0,5$ м), що свідчить про концентрацію теплової енергії в цій зоні. Температурний профіль набуває куполоподібної форми. Такий характер розподілу є типовим для фотоелектричних пристроїв, де центр отримує найбільше сонячного випромінювання, тоді як краї охолоджуються ефективніше через тепловіддачу.

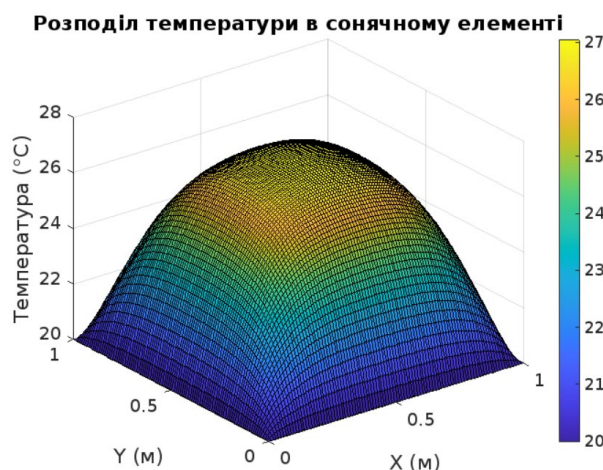


Рис. 1. Результати моделювання розподілу температури в СЕ

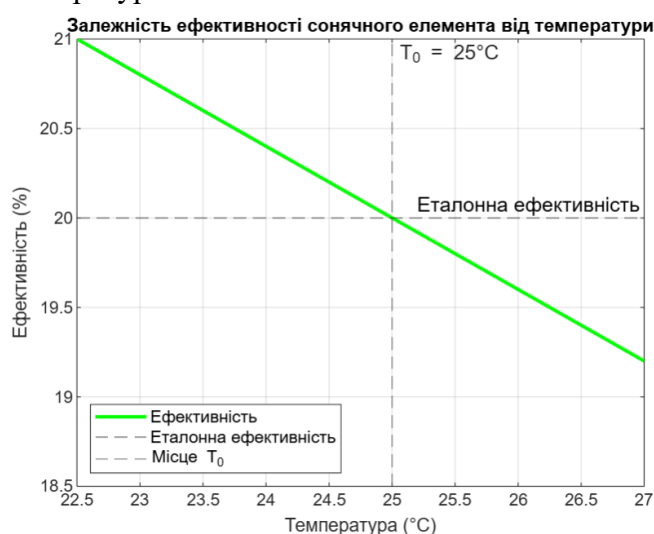


Рис. 2. Графік залежності ефективності СЕ від температури

з максимальними значеннями температури в центральній частині (до 27°C) та мінімальними – по краях (20°C). Такий розподіл зумовлений неоднорідним тепловим навантаженням і природним теплообміном із навколишнім середовищем. Побудований графік залежності ефективності від температури демонструє лінійне зниження ККД з підвищенням температури. Зокрема, при зростанні температури від 25°C до 27°C ефективність зменшується на 0.8%, що підтверджує чутливість СЕ до термічних умов експлуатації. Отримані результати можуть бути використані для оптимізації конструкції сонячних елементів шляхом покращення тепловідведення. Перспективи подальшої роботи включають розширення моделі для аналізу тривимірної структури елемента, врахування нерівномірного розподілу сонячного випромінювання, а також впливу змін температури навколишнього середовища на характеристики пристрою.

Список використаних джерел

- [1] A. F. Dyadenchuk and R. I. Oleksenko, "Simulation photoconverters of porous-Si/Si with different anti-reflective coatings," *Int. J. Math. Phys.*, vol. 14, no. 2, pp. 89–94, 2023.
- [2] A. Khatibi, F. R. Astaraei, and M. H. Ahmadi, "Generation and combination of the solar cells: A current model review," *Energy Sci. Eng.*, vol. 7, no. 2, pp. 305–322, 2019.
- [3] M. I. Hossain, A. Bousselham, F. H. Alharbi, and N. Tabet, "Computational analysis of temperature effects on solar cell efficiency," *Journal of Computational Electronics*, vol. 16, pp. 776–786, 2017.

в навколишнє середовище. Отже, центральна зона може потребувати додаткових заходів охолодження для запобігання можливому перегріву. Отримані дані свідчать про необхідність врахування термічного навантаження при проєктуванні та експлуатації СЕ. Зокрема, підвищення температури в центральній частині може призводити до зниження ефективності перетворення енергії та появи механічних напружень у матеріалах.

Додатково побудовано графік залежності ефективності СЕ від температури (рис. 2). Результати свідчать про лінійне зменшення ефективності зі зростанням температури, що узгоджується з відомими фізичними властивостями фотоелементів [3]. При підвищенні температури від 25°C до 27°C ефективність знижується з 20% до 19.2%. Це підтверджує доцільність використання систем охолодження або терморегуляції для підтримки стабільної роботи сонячних панелей у спекотних умовах.

Таким чином, отримані результати дозволяють зробити висновок, що температурне поле в сонячному елементі є нерівномірним,

ФУНДАМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДИ У НАВЧАННІ ФІЗИКИ: ШЛЯХ ДО ГЛИБОКОГО РОЗУМІННЯ ПРИРОДНИХ ЗАКОНІВ

Сюй Ціфа, магістрант; Салтиков Д.І., доктор філософії (природничі науки)
Сумський державний педагогічний університет імені А. С. Макаренка, Суми, Україна

Фізика як наука базується на експерименті, що включає спостереження, вимірювання, дослідження причинно-наслідкових зв'язків. Саме тому демонстрація та проведення фундаментальних дослідів у процесі навчання фізики є одним із найважливіших методичних засобів формування глибоких і стійких знань учнів. Отже, фізичний експеримент відіграє важливу роль як у науковому дослідженні, так і у навчанні фізики в закладах загальної середньої освіти. Ознайомлення учнів із фундаментальними фізичними експериментами створює необхідну експериментальну базу для вивчення фізики, дає змогу вказати школярам їхнє місце у структурі сучасної науки.

Фундаментальні досліді — це класичні експерименти, які історично стали підґрунтям для відкриття основних законів фізики. Вони не лише ілюструють теоретичні положення, а й сприяють розвитку наукового мислення, уявлень про методи наукового пізнання, формують експериментальні навички та викликають пізнавальний інтерес до предмета.

Фундаментальні експерименти відіграють важливу роль у навчанні фізики, оскільки вони сприяють:

1. Формуванню наукового мислення. Фізика — це експериментальна наука. Саме завдяки експериментам учні:

- бачать підтвердження теоретичних знань;
- навчаються формулювати гіпотези та перевіряти їх;
- розвивають логіку, аналітичне та критичне мислення.

2. Поглибленню розуміння фізичних законів. Експерименти дозволяють:

- наочно продемонструвати дію фізичних законів (наприклад, закон Архімеда чи другий закон Ньютона);
- зняти абстрактність понять — учні бачать, що закони працюють у реальному житті.

3. Формуванню практичних навичок. Під час проведення експериментів учні:

- вчаться працювати з вимірювальними приладами;
- здобувають досвід роботи з фізичними величинами та оцінкою похибок;
- набувають досвіду колективної роботи, планування та аналізу.

4. Пробудженню інтересу до предмета. Живе спостереження та участь у процесі:

- підвищують мотивацію до навчання;
- викликають зацікавлення у фізиці як у пізнавальній дисципліні;
- сприяють розвитку допитливості та бажання досліджувати.

5. Розумінню природних явищ. Через експерименти учні краще розуміють, як працює світ — від простої механіки до складних електромагнітних або квантових процесів.

У сучасній школі важливо не просто показати дослід, а створити умови, за яких учень бере активну участь у всьому процесі: від формулювання гіпотези до аналізу результатів. Наприклад, дослід Торрічеллі дозволяє не лише вивчити поняття атмосферного тиску, а й обговорити історичний контекст, методику проведення та вплив на розвиток науки. Дослід із маятником Фуко, що демонструє обертання Землі, чи експерименти Ерстеда та Фарадея із взаємодії магнітного й електричного полів — це приклади дослідів, які відкривають для учнів світ фундаментальних взаємозв'язків у природі.

Ефективність навчання значно підвищується, якщо фундаментальні досліді поєднуються з інтерактивними методами: моделюванням, цифровими лабораторіями, симуляціями, роботою в групах. Використання цифрових датчиків, відеоаналізу руху, віртуальних симуляторів дає змогу відтворити складні або недоступні в шкільних умовах досліді, зберігаючи при цьому пізнавальну та наукову цінність.

ПАРАМЕТРИ НИЗЬКО-ПОТУЖНОГО ІОННОГО ВЧ ДЖЕРЕЛА

**Возний В.І., к.ф.-м.н., с.н.с.; Пономарьов О.Г., д.ф.-м.н., проф.; Магілін Д.В., к.ф.-м.н.;
Шульга Д. П., к.ф.-м.н.; Ребров В. А., к.ф.-м.н., с.н.с.; Сайко М. О.**

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Сучасна установка ядерного мікрозонда є одним із каналів аналітичних комплексів на базі електростатичних прискорювачів, що призначені для локального неруйнівного мікроаналізу об'єктів різного походження та створення високоякісних тривимірних мікрота наноструктур. Проте через колімацію ефективний струм іонного пучка знижується до кількох наноампер. Масовий аналіз після прискорення потребує великого аналізуючого магніту та значних енергетичних витрат. Тому в ІПФ НАН України запропоновано концепцію компактного мікрозонда з джерелами іонів низького струму та малого енергетичного розкиду для зменшення хроматичних аберацій [1, 2]. Іонними джерелами, які гарантовано генерують протони, є плазмові височастотні (ВЧ) іонні джерела. Вони широко використовуються для генерації іонних пучків.

У цій роботі представлені результати дослідження індукційного ВЧ-джерела іонів, що працює при малій ВЧ-потужності ≤ 10 Вт. Іонне джерело розроблено для застосування в компактному ядерному мікрозонді, проектування якого ведеться в ІПФ НАН України. Джерело призначене для отримання пучка протонів і буде працювати у складі інжектора ядерного мікрозонда разом із малогабаритним фільтром Віна та електростатичною лінзою.

Джерело складається з кварцової колби (діаметр 34 мм, довжина 70 мм), оточеної індуктором із шести витків мідного проводу. До нього подається ВЧ-потужність 10 Вт, частотою 45 МГц. Робочий газ - водень. Позитивні іони витягуються екстрактором (діаметр 0,6 мм, довжина 3 мм), після чого прискорюючий електрод фокусує іонний пучок. Струм плазмового джерела залежить від густини плазми, яка збільшується з ростом ВЧ-потужності. Проте висока потужність підвищує енергетичний розкид іонів, що погіршує формування мікрозонда. Оскільки достатнім є струм пучка ≤ 10 нА, то обрано малопотужне джерело, що в свою чергу зменшує нагрів і електромагнітні наведення [3].

Вимірювання іонно-оптичних характеристик ВЧ-джерела проводилися на стенді для дослідження параметрів іонних джерел (рис. 1).

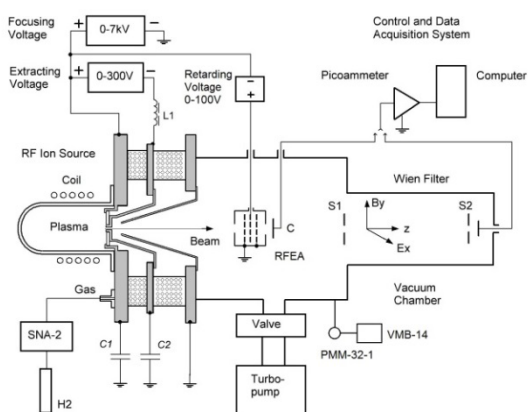


Рис. 1. Схематичне зображення експериментальної установки.

Іонний струм пучка. Залежності струму іонного пучка від напруги екстракції U_{ext} вимірювалися за допомогою циліндра Фарадея з супресором вторинних електронів (напруга -290 В), розташованого на відстані 100 мм від джерела. Напруга екстракції змінювалася в межах $U_{ext}=10-300$ В, а прискорювальна напруга U_{acc} від 1 до 7 кВ. Виміри показали, що іонний струм пучка монотонно зростає зі збільшенням напруги екстракції, досягає максимуму, а потім зменшується. Було виміряно, що оптимальний тиск водню в колбі джерела становить $p=1,8$ Па. При цьому значенні екстрагований іонний струм досягає

максимуму і дорівнює $I_i=3,5$ мкА при $U_{ext}=240$ В, $U_{acc}=4$ кВ.

Джерело іонів продемонструвало хорошу стабільність струму пучка з часом. Стабільність струму пучка реєструвалася більше однієї години. Було встановлено, що протягом цього часу випадкові флуктуації струму становили $<1\%$.

Масовий склад пучка. Масовий склад пучка вимірювався за допомогою фільтра Віна. Розгортка мас-спектра здійснювалась шляхом сканування магнітного поля. Типовий мас-

спектр іонного пучка демонструє характерні для водню піки іонів $^1\text{H}^+$, $^2\text{H}^+$ та $^3\text{H}^+$. Висота піка іонів $^1\text{H}^+$ (протонів) складає 40 пА, піка молекулярних іонів $^2\text{H}^+$ - 200 пА, і піка іонів $^3\text{H}^+$ - 130 пА. Таким чином, процентне відношення протонів у пучку становить близько 10%. Низька потужність ВЧ-джерела пояснює невелике співвідношення протонів. Але, незважаючи на це, іонне джерело генерує приблизно 350 нА протонного струму при загальному струмі пучка 3,5 мкА.

Енергетичний розкид іонного джерела. Вимірювання поздовжнього енергетичного розкиду ВЧ-джерела проводилося за допомогою сіткового аналізатора методом затримуючого потенціалу. Енергетичний розкид іонів ΔE визначається як ширина функції розподілу на піввисоті. Вимірювання енергетичного розкиду проводилося за схемою, у якій до джерела прикладалась тільки витягуюча напруга в діапазоні $U_{ext} = 10\text{--}300$ В. Тиск водню в колбі джерела варіювався від 1,5 до 4,5 Па. За умов максимального струму пучка 3,5 мкА ($p=1,8$ Па) енергетичний розкид іонів складав 9 еВ. При підвищенні тиску до 3,5 Па енергетичний розкид зменшувався до 7,5 еВ.

Еміттанс пучка. Еміттанс ВЧ-джерела іонів вимірювався за допомогою електростатичного сканера, конструкція та принцип роботи якого описані в [4]. Сканер складається з двох паралельних відхиляючих пластин, на які подається пилоподібна напруга, а також вхідних і вихідних щілин та циліндра Фарадея для вимірювання струму іонів, що проходять через обидві щілини.

Вимірювання емітансу проводилися в режимі максимального іонного струму, тобто при $U_{ext} = 250$ В, $U_{acc} = 7$ кВ і $p=1,8$ Па. Виміри показали, що геометричний еміттанс, який містить 90% повного струму пучка, дорівнює $\varepsilon_{90}=9,8$ п·мм·мрад. Середньоквадратичний або rms-еміттанс складає величину $\varepsilon_{rms}=2,2$ мм·мрад. Нормалізований еміттанс становить $\varepsilon_N=0,037$ п·мм·мрад.

Висновок. Розроблено індуктивне ВЧ-джерело іонів низької потужності, здатне забезпечувати стабільний іонний пучок зі струмом до 3,5 мкА та енергетичним розкидом 7,5–9 еВ, що відповідає вимогам компактного ядерного мікрозонда. Відсутність підігрівних катодів усуває забруднення внутрішніх поверхонь, а низька ВЧ-потужність мінімізує теплові навантаження та ВЧ-наведення на вимірювальні прилади. Отримані характеристики підтверджують придатність джерела для застосування в інжекторі компактного ядерного мікрозонда ІПФ НАН України.

Список використаних джерел

- [1] A.G. Ponomarev, A.A. Ponomarov. Beam optics in nuclear microprobe: A review // Nucl. Instr. and Meth. B. 2021, № 497, p. 15-23.
- [2] I.G. Ignat'ev, D.V. Magilin, V.I. Miroshnichenko, A.G. Ponomarev, V.E. Storizhko, B. Sulkio-Cleff. Immersion probe-forming system as a way to the compact design of nuclear microprobe // Nucl. Instr. and Meth. B 2005, 231, p. 94-100.
- [3] V.I. Voznyi, O.G. Ponomarev, V.A. Rebrov, in: Modern Problems of Experimental, Theoretical Physics and Methods of Teaching Physics: Materials of the X All-Ukrainian Scientific and Practical Conference with International Participation, (Sumy, April 15-16, 2024), p.13. <http://iap.sumy.org/newconference/index/result/?id=21>
- [4] I.I. Voznyi, M.O. Sayko, A.G. Ponomarev, S.O. Sadovyi, O.V. Alexenko, R.O. Shulipa. System for measuring emittance characteristics of ion sources // East Eur. J. Phys. 2020, 3, p. 46-53.

Наукове видання

**СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ,
ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ ТА
МЕТОДИКИ НАВЧАННЯ ФІЗИКИ**

МАТЕРІАЛИ

**XI Всеукраїнської науково-практичної конференції
з міжнародною участю (Суми, 14-16 квітня 2025 року)**

(електронне наукове видання)

ISSN 2521-6996

**Key title: Sučasni problemi eksperimental'noï, teoretičnoï fiziki ta metodiki
navčannâ fiziki**

Abbreviated key title: Sučas. probl. eksp. teor. fiz. metod. navčannâ fiz.

Відповідальний за випуск: **Лебединський С. О.**
Комп'ютерний набір і верстка: **Лебединська Ю. С.**