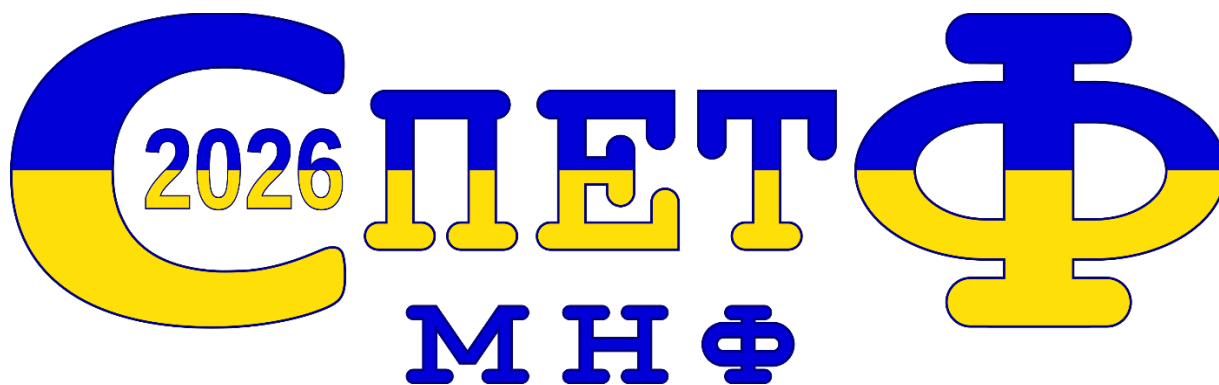


Національна академія наук України
Інститут прикладної фізики
Сумський державний педагогічний університет імені А. С. Макаренка
Національний технічний університет України «Київський політехнічний
інститут імені Ігоря Сікорського»



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

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

13–15 квітня 2026 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
XII Всеукраїнської науково-практичної конференції
з міжнародною участю**

(Суми, 13-15 квітня 2026 року)

За редакцією доктора філософії, в.о. наукового співробітника Інституту
прикладної фізики НАН України Р.В. Скорохода

Суми
2026

Рекомендовано вченою радою Інституту прикладної фізики НАН України
(протокол №4 від 15.04.2026 р.)

Упорядник: Скороход Р.В., доктор філософії, в.о. наукового співробітника Інституту
а 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 XII Всеукраїнської науково-практичної конференції з міжнародною участю, м. Суми, 13-15 квітня 2026 року / за ред. Р.В. Скорохода – Суми: ІПФ НАН України, 2026. – 159 с.

У збірнику подані матеріали XII 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.

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 дослідник, старший науковий співробітник 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 КПІ ім. Ігоря Сікорського
Лебединська Ю. С.	секретар організаційного комітету, доктор філософії (природничі науки), молодший науковий працівник Інституту прикладної фізики НАН України
Ворошило О. І.	кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник, учений секретар Інституту прикладної фізики НАН України
Новак О. П.	кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник, в.о. завідувача відділу квантової електродинаміки сильних полів Інституту прикладної фізики НАН України
Скороход Р. В.	доктор філософії (природничі науки), в.о. наукового співробітника лабораторії інтегрованого моделювання механічних властивостей конструкційних матеріалів під дією опромінення
Крикля С. В.	технічний секретар, аспірант, представник ради молодих вчених 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 КПІ ім. Ігоря Сікорського
Бондарець О. А.	кандидат технічних наук, доцент кафедри динаміки і міцності машин та опору матеріалів КПІ ім. Ігоря Сікорського
Бабак А. М.	кандидат технічних наук, доцент кафедри динаміки і міцності машин та опору матеріалів КПІ ім. Ігоря Сікорського

ЗМІСТ

ВИКОРИСТАННЯ ІСТОРИЧНОГО МАТЕРІАЛУ НА УРОКАХ ФІЗИКИ ЯК ЗАСІБ ПІДВИЩЕННЯ ПІЗНАВАЛЬНОГО ІНТЕРЕСУ УЧНІВ Алейкін О.О.....	10
HOLOGRAPHIC THERMAL CORRELATORS: ELECTROMAGNETIC AND GRAVITATIONAL PERTURBATIONS OF THE RN-AdS₄ GEOMETRY Anataichuk A.V., Zhiboedov A.V.....	12
МЕТОДИЧНІ АСПЕКТИ ДІАГНОСТИКИ СФОРМОВАНOSTІ НАУКОВОГО СВІТОГЛЯДУ СТАРШОКЛАСНИКІВ У НАВЧАННІ ФІЗИКИ Афанасьєв В. В.	14
МІЖПРЕДМЕТНА ІНТЕГРАЦІЯ У ШКІЛЬНІЙ ФІЗИЧНІЙ ОСВІТІ Афанасьєв В. В.	16
ЗІСТАВЛЕННЯ ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВОЇ КРИСТАЛІЗАЦІЇ АМОРФНИХ ПЛІВОК ГАФНІЇ ТА ЦИРКОНІЇ Багмут О. Г.....	18
ВИКОРИСТАННЯ 3Д ДРУКУ ДЛЯ СТВОРЕННЯ НАВЧАЛЬНИХ СТЕНДІВ З ФІЗИКИ, ІННОВАЦІЙНИЙ ПІДХІД ДО НАУКОВИХ ДОСЛІДЖЕНЬ В НАВЧАННІ Беркета А.О., Краснощок М.Ю., Мусієнко О.С.	19
БІОМЕХАНІЧНИЙ АНАЛІЗ МЕТОДІВ ФІКСАЦІЇ ПЕРЕЛОМІВ КЛЮЧИЦІ З ВИКОРИСТАННЯМ ЧИСЕЛЬНОГО МОДЕЛЮВАННЯ Білий О.В., Красько Б.Ю., Мусієнко О.С.	21
COMPUTATIONAL MODELING OF MAGNETIC PHASE TRANSITIONS IN LAYERED InSe CRYSTALS INTERCALATED WITH COBALT Boledzyuk V. B., Voitsekhivska O. M., Slynko V. E., Kilanski L., Piotrowska S.....	23
VERIFICATION OF NANOCLUSTER MORPHOLOGY IN Co-INTERCALATED InSe CONSIDERING EDDY CURRENT SHIELDING AND PERCOLATION DYNAMICS Boledzyuk V. B., Kaminskii V. M., Slynko V. E., Kilanski L., Piotrowska S.....	25
ОБРОБКА МЕТАЛІВ ЕЛЕКТРОННИМ ПУЧКОМ НА ПРИСКОРЮВАЧІ З ПЛАЗМОВИМ КОМУТАТОРОМ СТРУМУ Вінніков Д. В., Бровкін Б. О., Озеров О. М., Ткачов В. І., Катречко В. В., Марченко С. В.	27
ЕМІТАНС ПУЧКА ІОНІВ МАЛОПОТУЖНОГО ІОННОГО ВЧ-ДЖЕРЕЛА З МІКРОМЕТРИЧНИМ ЕКСТРАКТОРОМ Возний В. І., Пономарьов О. Г., Магілін Д. В., Шульга Д. П., Ребров В. А.....	29
РЕЗОНАНСНЕ НАБЛИЖЕННЯ В ПРОЦЕСІ РОЗСПИВАННЯ ЕЛЕКТРОНА НА МІООНІ В ПОЛІ ІНТЕНСИВНОЇ ЛІНІЙНО-ПОЛЯРИЗОВАНОЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ Ворошило О.І., Лебедь О.А., Макаренко О.В.....	31
ЦИФРОВА ТРАНСФОРМАЦІЯ МЕТОДИКИ НАВЧАННЯ ФІЗИКИ: ТЕНДЕНЦІЇ ТА ІНСТРУМЕНТИ Гевко Б.Я., Школа О.В.	33
МОДЕРНІЗАЦІЯ ТА ОТРИМАННЯ ВАКУУМ-ЧИСТОЇ ПОВЕРХНІ ПОВОРОТНОЇ КАМЕРИ ПРИСКОРЮВАЧА ЯДЕРНОЇ ПІДКРИТИЧНОЇ УСТАНОВКИ «ДЖЕРЕЛО НЕЙТРОНІВ» Гордієнко О.М., Гревцев В.Г., Мициков А.О., Зелінський А.Ю.....	35
ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ОЦІНКА ОПОРУ ВИРИВУ ОРТОДОНТИЧНИХ МІНІМПЛАНТАТІВ Даниляка А. П., Петухова Х. В., Мусієнко О. С.....	37
ПОПЕРЕДНІ РЕЗУЛЬТАТИ ЗАСТОСУВАННЯ ФАЗОВОГО МЕТОДУ ДО АНАЛІЗУ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ СПЕКТРІВ ЧАСУ ЖИТТЯ ПОЗИТРОНІВ Дудник А.Б., Крикля С. В.	39
АКТУАЛЬНІ ПРОБЛЕМИ ВИКОРИСТАННЯ КОМП'ЮТЕРНИХ СИМУЛЯЦІЙ НА УРОКАХ ФІЗИКИ Дужак Д.В., Каленик М.В.....	41

ЦИФРОВА ТРАНСФОРМАЦІЯ ФІЗИЧНОГО ЕКСПЕРИМЕНТУ ЯК ЗАСІБ ІНТЕНСИФІКАЦІЇ ОСВІТНЬОГО ПРОЦЕСУ Дяденчук А.Ф., Одновол Д. Г.....	43
МІЖПРЕДМЕТНІ ПРОЄКТИ «ФІЗИКА ЖИВОЇ ПРИРОДИ» Дяченко Л. Л., Салтикова А. І.....	45
ШИРИНА РЕЗОНАНСУ КЕД ПРОЦЕСІВ В НАДКРИТИЧНОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ Дяченко М. М., Новак О. П., <u>Холодов Р. І.</u>	46
ПЛАЗМОХІМІЧНА ДИСОЦІАЦІЯ МЕТАНУ В НЕІЗОТЕРМІЧНИХ ГАЗОВИХ РОЗРЯДАХ Єрьомін С.О., Нагорний А.Г., Роєнко О.Ю., Карпенко О.Ю.	47
ІНТЕГРОВАННИЙ КУРС ПРИРОДНИЧИХ НАУК У ПРОФІЛЬНІЙ ШКОЛІ: МЕТОДОЛОГІЯ ТА ІННОВАЦІЙНІ ТЕХНОЛОГІЇ Єфименко С. М.....	49
ТЕХНІЧНИЙ ОПИС КАНАЛУ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ФАЗОВОГО КОНТРАСТУ АНАЛІТИЧНО-ПРИСКОРЮВАЛЬНОГО КОМПЛЕКСУ ІПФ НАН УКРАЇНИ Єфімов А.С., Захарець М.І., Лебедь О.А.	51
ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ МЕТОДУ МАТРИЦІАНТІВ З МЕТОДОМ КІНЦЕВИХ РІЗНИЦЬ ПРИ МОДЕЛЮВАННІ ДИНАМІКИ ПУЧКА В ЕЛЕКТРОСТАТИЧНИХ СТРУКТУРАХ З АКСІАЛЬНОЮ СИМЕТРІЄЮ Журакулов В. В., Пономарьов О. Г.....	53
ВИСОКОВОЛЬТНА СТРУКТУРА ДЛЯ КОМПАКТНОГО ЯДЕРНОГО МІКРОЗОНДУ (КОНЦЕПТУАЛЬНИЙ ПРОЄКТ) Ігнат'єв І. Г., Колінько С. В., Пономарьов О. Г.....	54
СИСТЕМА ОХОЛОДЖЕННЯ ГАЗООХОЛОДЖУВАНОВОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА З ПРИВОДОМ КОМПРЕСОРА ВІД ГАЗОВОЇ ТУРБІНИ Калінкевич М.В., Нефедов О.М.	55
ВИКОРИСТАННЯ ГРУПОВИХ ФОРМ РОБОТИ НА УРОКАХ ФІЗИКИ ЯК ЗАСІБ ФОРМУВАННЯ ЗАГАЛЬНИХ ТА ПРОФЕСІЙНИХ КОМПЕТЕНЦІЙ МАЙБУТНІХ ФАХІВЦІВ Каленик М.В., Коренев О.І.....	56
РОЛЬ ТЕПЛОФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ МАТЕРІАЛУ АНОДА У ФОРМУВАННІ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ МІЦНОСТІ ВАКУУМНОГО ПРОМІЖКУ Карпенко О.Ю., Роєнко О.Ю., Єрьомін С.О., Лебединський С.О.....	59
ІНТЕНСИВНОСТІ ГАММА-ПЕРЕХОДІВ У РОЗПАДАХ ^{234}U І ^{235}U Касперович Д. В., Даневич Ф. А., Драпей С. С., Киришук В. І., Кобичев В. В., Третяк В. І.....	61
AI-ASSISTED PROCESSING OF EXPERIMENTAL WAVEFORMS IN THE DIN-2K ACCELERATOR WITH INDUCTIVE ENERGY STORAGE AND A PLASMA OPENING SWITCH V. V. Katrechko, O. M. Ozerov, D. V. Vinnikov, V. I. Tkachev, V. O. Brovkin, E. V. Mufel	63
ПОШУК ПОДВІЙНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ПОГЛИНАННЯ, ПОДВІЙНОГО АЛЬФА-РОЗПАДУ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ СХЕМИ АЛЬФА-РОЗПАДУ ЯДРА ^{152}Gd В.Р. Клавдієнко, П. Беллі, Р. Бернабей, Ф.А. Даневич, В. Ю. Денисов, А. Інчіккітті, Ф. Каппелла, В. Караччоло, Д. В. Касперович, А. Леончіні, В. Мерло, С. Нізі, В.І. Третяк, Ф. Ферелла, Р. Черуллі	65
ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЧНИЙ ПОШУК ПОДВІЙНОГО АЛЬФА-РОЗПАДУ ЗІ ЗРАЗКОМ ГАДОЛІНІЙ-АЛЮМІНІЙ-ГАЛІЄВОГО ГРАНАТУ І. С. Ключев, П. Беллі, Р. Бернабей, Ф. А. Даневич, В. Ю. Денисов, А. Інчіккітті, Ф. Каппелла, В. Караччоло, Д. В. Касперович, В. Р. Клавдієнко, В. В. Кобичев, М. Лаубенштайн, А. Леончіні, В. Мерло, С. Нізі, В. І. Третяк, Ф. Ферелла, Р. Черуллі	66

КВАНТОВО-ХІМІЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТЕРМОДИНАМІЧНОЇ СТАБІЛЬНОСТІ КАЛЬЦІЙ-ФОСФАТНИХ КЛАСТЕРІВ У МАС-СПЕКТРАХ TOF-SIMS Коваленко Б. О., Калінкевич О. М.....	68
DETERMINATION OF THE OPTICAL ATTENUATION LENGTH IN A LONG BGO SCINTILLATOR VIA MONTE CARLO EXPERIMENTAL DATA UNFOLDING D.S. Kovalenko on behalf of BINGO collaboration	69
СИНХРОНІЗАЦІЯ РОБОТИ ГЕНЕРАТОРІВ HiPIMS ТА VIAS ДЛЯ ЦИЛІНДРИЧНОЇ МАГНЕТРОННОЇ РОЗПИЛЮВАЛЬНОЇ СИСТЕМИ Коломієць В.М., Запорожець В.К., Кравченко С.М., Луговський В.О.	71
НІТРАТ СВИНЦЮ - ПЕРСПЕКТИВНИЙ П'ЄЗООПТИЧНИЙ МАТЕРІАЛ Коломоєць Г.Г.....	73
TASK-ORIENTED PROTECTION OF QUANTUM MEMORY, COMPUTATION, AND TRANSFER-LIKE OPERATIONS USING REPEATED JOINT BELL MEASUREMENTS O. Konovalenko, Z. Maizelis	74
РОЗРАХУНОК ФОРМ ПОТЕНЦІАЛЬНИХ ЯМ ПОБЛИЗУ ТОЧКОВИХ ДЕФЕКТІВ У БАГАТОКОМПОНЕНТНИХ МЕТАЛЕВИХ СПЛАВАХ Крикля С. В., Лебедь О. А.	75
ОПТИМІЗАЦІЯ КОНСТРУКЦІЇ ПРОМЕНІВ FPV-ДРОНА Кудряшов Я.С., Мартиненко П.О., Мусієнко О.С.	77
ПОДОЛАННЯ ОСВІТНИХ ВТРАТ З ФІЗИКИ У СТУДЕНТІВ ЗВО В УМОВАХ СУЧАСНИХ ВИКЛИКІВ Кузнєцова О.Я.....	79
РЕЗОНАНСНЕ НЕПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ РЕНТГЕНОВИХ ПРОМЕНІВ У КВАЗІДВОВИМІРНИХ ПРІДАТАХ: РОЗРАХУНКИ З ПЕРШИХ ПРИНЦИПІВ Кукуста Д. О., Бекєньов Л. В., Антонов В. М.....	81
ПОЛЬОВА ЕМІСІЯ З УРАХУВАННЯМ РОЗПОДІЛУ ПОР ЗА РАДІУСАМИ ТА ГЛИБИНОЮ ЗАЛЯГАННЯ Лебединський С.О., Лебединська Ю. С.....	83
ОСОБЛИВОСТІ ПІДГОТОВКИ ЗДОБУВАЧІВ ОСВІТИ ДО ВИКОНАННЯ ТЕСТОВИХ ЗАВДАНЬ НМТ З ФІЗИКИ Литовченко Л. В., Салтикова А. І.....	84
ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ РОЗСІЯНОГО МІКРОЧАСТИНКАМ СВІТЛА В ОСВІТНІЙ ПРАКТИЦІ Лущин С. П., Воронкін О. С.....	85
ЗАКОНОМІРНОСТІ ПОВЕДІНКИ ЕЛЕКТРИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ n-InSe ПРИ е-ОПРОМІНЕННІ Маслюк В.Т., Мінтянський І.В., Савицький П.І.	87
ГУМАНІТАРИЗАЦІЯ НАВЧАННЯ ФІЗИКИ: ІНТЕГРАЦІЯ З ІСТОРІЄЮ НАУКИ, ФІЛОСОФІЄЮ ТА ЛІТЕРАТУРОЮ Мирна В. В., Салтикова А. І.	89
ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ЗАДАЧІ ЯК ЗАСІБ ФОРМУВАННЯ НАУКОВОГО МИСЛЕННЯ Мосенко Н. В., Салтикова А. І.	91
CHEMICAL BONDING AND STRENGTH LIMIT OF ONE-DIMENSIONAL INFINITE CARBON CHAINS Nedoždii O., Timoshevskii A.	92
КВАНТОВІ АЛГОРИТМИ ДЛЯ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ КВАНТОВОЇ ЕЛЕКТРОДИНАМІКИ У СИЛЬНИХ ЛАЗЕРНИХ ПОЛЯХ Недорешта В.М.	94
КОРЕЛЯЦІЯ ФРАКТАЛЬНИХ ХАРАКТЕРИСТИК МІКРОСТРУКТУРИ ТА ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ КОМПОЗИТІВ ZrV₂-C О.І. Ніжельська, О.Ю. Попов, А.С. Шірінян, Л.В. Маринченко.....	96

СТРУКТУРНІ ЕФЕКТИ СТАТИЧНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ В КЛІТИНАХ І КРИСТАЛАХ: КОРЕЛЯЦІЙНИЙ ПІДХІД ДО АНАЛІЗУ ЗОБРАЖЕНЬ ВИСОХЛИХ СУСПЕНЗІЙ О.І. Ніжельська, В.В. Хохлов, Л.В. Маринченко, А.С. Шірінян	98
ДОСЛІДЖЕННЯ СТРУКТУРИ ТА ТЕРМІЧНОЇ СТАБІЛЬНОСТІ НАНОДИСПЕРСНИХ ПЛІВОК ЗАЛІЗА, ОТРИМАНИХ МЕТОДОМ ІМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО НАПИЛЕННЯ Ніколайчук Г. П.....	100
МЕССБАУЕРІВСЬКА СПЕКТРОСКОПІЯ НАНОДИСПЕРСНИХ ПЛІВОК ЗАЛІЗА, ОТРИМАНИХ МЕТОДОМ ІМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО НАПИЛЕННЯ Ніколайчук Г. П.	102
МОДЕЛЮВАННЯ РЕЛАКСАЦІЇ ТЕМПЕРАТУРИ НЕОДНОРІДНО ЗАМАГНІЧЕНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ГАЗУ Новак О. П., Дяченко М. М.....	104
АСОЦІЙОВАНЕ НАРОДЖЕННЯ БОЗОНА ХІГГСА З ТОП-КВАРКОМ ЯК ПРЕЦИЗІЙНИЙ ТЕСТ ЮКАВСЬКОЇ КОНСТАНТИ ЗВ'ЯЗКУ Обіход Т. В., Петренко І. О.....	106
ВИЗНАЧЕННЯ ГЛИБИНИ ПРОНИКНЕННЯ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ У СПЛАВИ Fe-Cr-Al Овчаренко А.Ю., Овчаренко Ю.М.....	108
ПОРОГОВА ЕНЕРГІЯ ЗМІЩЕННЯ АТОМІВ У СПЛАВАХ Fe-Cr-Al Овчаренко Ю.М., Савченко В.І., Савченко Р.В.	110
УТВОРЕННЯ СТАБІЛЬНИХ ПАР ФРЕНКЕЛЯ У ВИСОКОЕНТРОПІЙНОМУ СПЛАВИ Fe-20%Ni-20%Cr-20%Co-20%Cu Овчаренко Ю.М., Денисенко М.С.....	112
ACTIVE LEARNING OF MACHINE LEARNING INTERATOMIC POTENTIALS FOR HIGH-ENTROPY BORIDE (Ti,Zr,Mo,Nb,Ta) _{B2} Parfionov O. V., Vasiliev O. O.	114
ДИДАКТИЧНИЙ ПОТЕНЦІАЛ ТА НОРМАТИВНІ ВИМОГИ ДО ВИКОРИСТАННЯ МОБІЛЬНИХ ПРИСТРОЇВ У НАВЧАННІ ФІЗИКИ Пасько О.О., Матузний В.М.....	116
ПРОБЛЕМИ ТА ІНСТРУМЕНТИ ОЦІНЮВАННЯ НАВЧАЛЬНИХ ДОСЯГНЕНЬ УЧНІВ З ФІЗИКИ В ДИСТАНЦІЙНОМУ НАВЧАННІ Пасько О.О., Мартиненко А.Р.	117
ФОРМУВАННЯ ПУЧКА ІОНІВ В КОМПАКТНОМУ ЯДЕРНОМУ МІКРОЗОНДІ НА БАЗІ ІМЕРСІЙНОЇ ЗОНДОФОРМУЮЧОЇ СИСТЕМИ Пономарьов О. Г., Журакулов В.В.	118
МЕХАНІЧНІ КОЛИВАННЯ ЯК ЗАСІБ ВИМІРЮВАННЯ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН У НАВЧАЛЬНИХ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕННЯХ Рибалко А.В., Рибалко О.С.....	119
ОЦІНКА ЕФЕКТИВНОСТІ ФОРМУВАННЯ ДИСЛОКАЦІЙНИХ ДЕФЕКТІВ В ВИСОКОЕНТРОПІЙНИХ СПЛАВАХ НА ОСНОВІ Nb ПІД ДІЄЮ ОПРОМІНЕННЯ ІОНАМИ Zr ²⁺ ЕНЕРГІЄЮ 300 keV Роєнко О. Ю., Єрьомін С. О., Карпенко О. Ю., Нагорний А. Г., Бродніковський М. П.....	121
ЧИСЛОВІ ДОСЛІДЖЕННЯ НАПРУЖЕНО-ДЕФОРМОВАНОГО СТАНУ ІМПЛАНТАТУ ВЕЛИКОГОМІЛКОВОЇ КІСТКИ ПРИ ВАРІАЦІЇ ПОРИСТОСТІ ТИТАНОВОГО ІМПЛАНТУ ТА ПРОТЕЗУ Русин П. Р., Мусієнко О. С.	123
РАДІАЦІЙНО-ІНДУКОВАНА ВІБРО-АКУСТИЧНА ДЕГРАДАЦІЯ ПАЛИВА TRISO У ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ ГАЗООХОЛДЖУВАНИХ РЕАКТОРАХ Самойлов С.П., Коломієць В.М.	125

ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ РАДІАЦІЙНО-ІНДУКОВАНОЇ СЕГРЕГАЦІЇ В СТОПАХ Fe-19,2Cr-7,9Ni ЗА УМОВ ОПРОМІНЕННЯ ІОНАМИ Fe Скороход Р. В., Коропов О. В.	127
COMPUTER MODELING AND PHENOMENOLOGICAL ANALYSIS OF MACROSCOPIC IMPURITY OSCILLATIONS: THE "THERMOSOLUTAL PENDULUM" IN IV-VI SEMICONDUCTORS Slynko V. E., Savitskii P. I., Mintyanskii I. V., Kilanski L., Piotrowska S..	129
COMPUTER MODELING OF THE AXIAL DISTRIBUTION OF Mn IN Ge_{1-x}Mn_xTe GROWN BY THE VERTICAL BRIDGMAN METHOD Slynko V. E., Savitskii P. I., Mintyanskii I. V., Kilanski L., Piotrowska S.	131
MACROSCOPIC COMPOSITIONAL WAVES IN Ge_{1-x-y}Sn_xMn_yTe: A NON-HERMITIAN EFFECTIVE HAMILTONIAN MODEL Slynko V. E., Ivanov V. I., Kilanski L., Piotrowska S.	133
МЕТОД МІЖДИСЦИПЛІНАРНИХ ФІЗИЧНИХ АНАЛОГІЙ ТА ФРАКТАЛЬНИЙ ПІДХІД У ВИКЛАДАННІ СКЛАДНИХ ТЕРМОДИНАМІЧНИХ СИСТЕМ (НА ПРИКЛАДІ "ТЕРМОСОЛУТАЛЬНОГО МАЯТНИКА") Слинько В. Є., Сидор О. А., Борча М. Д.	135
РОЗВИТОК АНАЛІТИЧНИХ НАВИЧОК, ПІЗНАВАЛЬНОЇ АКТИВНОСТІ, ПРОФЕСІЙНИХ КОМПЕТЕНТНОСТЕЙ СТУДЕНТІВ НА БАЗІ ЛАБОРАТОРНОГО ПРАКТИКУМУ З ФІЗИКИ ТА ШІ Соляк Л. В., Рудик Б. П., Гаєвський В. Р., Гаращенко О. В.	137
ВИКОРИСТАННЯ ЦИФРОВИХ ЛАБОРАТОРІЙ І ВІРТУАЛЬНИХ СИМУЛЯЦІЙ У ПРОЦЕСІ НАВЧАННЯ ФІЗИКИ В СТАРШІЙ ШКОЛІ Сопітько В. В., Салтиков Д. І.	139
ТРАНСФОРМАЦІЯ ПІДХОДІВ ДО ОФОРМЛЕННЯ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ: ДОСВІД ТА ВИКЛИКИ ВЧИТЕЛЯ ФІЗИКИ Спартесна А. П.	140
НОВІ КОНЦЕПЦІЇ ПАЛЬНОГО ДЛЯ ЯДЕРНИХ РЕАКТОРІВ: ВІД МАТЕРІАЛІВ ДО ЗАМКНЕНОГО ПАЛИВНОГО ЦИКЛУ Стародуб С. С.	142
ДОСЛІДЖЕННЯ ДИНАМІКИ ХВИЛЬ ІОНІЗАЦІЇ У ПОВІТРІ У СТРИМЕРНОМУ РОЗРЯДІ ПРИ АТМОСФЕРНОМУ ТИСКУ Таран Г. В., Остроушко В. М., Кадолін Б. Б., Єгоров М. О.	144
МОДИФІКОВАНІ ГІБРИДНІ МЕДІАННІ ФІЛЬТРИ Тулякова Н. О.	146
ВИКОРИСТАННЯ МАТЕМАТИЧНОГО ТА КОМП'ЮТЕРНОГО МОДЕЛЮВАННЯ У НАВЧАННІ ФІЗИКИ Філіпович Є. В., Дяденчук А. Ф.,	148
МОДЕЛЮВАННЯ ЕВОЛЮЦІЇ МІКРОСТРУКТУРИ СПЛАВІВ Fe-Cr-Al ПІД ДІЄЮ НЕЙТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ Харченко Д. О., Харченко В. О., Лисенко Б. О.	150
АНАЛІТИЧНИЙ ПІДХІД ДО КІНЕТОСТАТИЧНОГО АНАЛІЗУ ПЛОСКИХ МЕХАНІЗМІВ ІІ КЛАСУ ЗА АРТОБОЛЕВСЬКИМ Хорошев К. Г., Дученко К. О., Кикоть С. В., Васільєва В. О.	152
STEM-ІНТЕГРАЦІЯ ЯК ЗАСІБ ПІДВИЩЕННЯ ПІЗНАВАЛЬНОГО ІНТЕРЕСУ ШКОЛЯРІВ ДО ФІЗИКИ Цикало П. Р., Школа О. В.	153
РОЗВИТОК ФІЗИЧНОГО МИСЛЕННЯ ШКОЛЯРІВ ЯК ПРОВІДНИЙ КОМПОНЕНТ ФОРМУВАННЯ НАУКОВОГО СВІТОГЛЯДУ Школа О. В.	155
ПСИХОЛОГО-ПЕДАГОГІЧНІ ПЕРЕДУМОВИ ВИКОРИСТАННЯ ІСТОРИЧНОГО МАТЕРІАЛУ В НАВЧАННІ ФІЗИКИ У СТАРШІЙ ШКОЛІ Яковенко Н. В., Салтиков Д. І.	157

ВИКОРИСТАННЯ ІСТОРИЧНОГО МАТЕРІАЛУ НА УРОКАХ ФІЗИКИ ЯК ЗАСІБ ПІДВИЩЕННЯ ПІЗНАВАЛЬНОГО ІНТЕРЕСУ УЧНІВ

Алейкін О.О., студент

Бердянський державний педагогічний університет

Сучасне навчання фізики у закладах загальної середньої освіти передбачає не лише оволодіння учнями системою наукових знань, але й вміння їх ефективного застосування на практиці, розвиток інтелектуальних і творчих здібностей, формування наукового світогляду, що очевидно неможливе без належної підтримки пізнавального інтересу до предмета. Для багатьох школярів фізика є складним предметом, який спирається на велику кількість фактів, понять, законів і формул, які треба запам'ятати, а також практичних задач, які треба розв'язати. Але за кожним відкриттям, законом чи формулою, очевидно, стоїть людська історія: роки спроб, невдач, суперечок та відкриттів. Саме тому історія науки є одним із найефективніших методичних інструментів учителя фізики, що перетворює засвоєння знань на цікавий та осмислений пошук.[1].

Коли учень дізнається, що Галілей спростував погляди Аристотеля про механічний рух за допомогою дослідів з похилою площиною і падінням тіл з Пізанської вежі, фізика перестає бути абстракцією. В учнів виникає природне питання: чому дві тисячі років усі вірили Аристотелю? Це і є справжній початок наукового мислення – звичка ставити під сумнів те, що «всі знають». Не менш важливо й те, що учні бачать: вчені теж можуть помилятися. Ньютон до кінця життя вірив у корпускулярну природу світла і не підтримував хвильові уявлення Х.Гюйгенса. Коли Т.Юнг у 1801 році провів відомий дослід з двома щілинами і продемонстрував інтерференційну картину когерентних хвиль, а Ж.Френель (1816) досліди з дзеркалами і біпризмою та отримав дифракційну картину, стало очевидним, що ньютонівське передбачення не зовсім вірне: світло має хвильову природу [2]. Такі конкретні деталі діють на учнів значно сильніше, ніж абстрактні слова про те, що «наука розвивається шляхом спроб і помилок».

Ефективною формою розвитку інтересу та активізації пізнавальної роботи учнів з власного досвіду є створення *проблемної ситуації з історичним контекстом*. Замість того щоб одразу давати формулювання закону, можна поставити питання, яке колись було актуальним у науці. Наприклад: 1) чому Максвелл без жодного дослідження передбачив існування електромагнітних хвиль і виявився правим? Обговорення з учнями такого питання є доцільним і природним вступом до вивчення теми про властивості електромагнітного поля і водночас усвідомлення важливості математичного моделювання у фізиці; 2) чому М.Планк не вірив у свою гіпотезу квантів і вважав її «зручним підходом»? Це гарний початок для вивчення квантової фізики і привід поговорити про те, як інтуїція вченого іноді випереджає теорію; 3) як Резерфорд у відомому досліді із розсіяння альфа-частинок золотою фольгою очікував один результат, а отримав зовсім інший і що це означало для моделі атома? Учні, які знають цю історію, вже ніколи не сплутають пудлінгову модель Томсона з планетарною моделлю Резерфорда.

Ще одним продуктивним методичним прийомом є *реконструкція міркувань ученого*. Учнім можна запропонувати не готовий закон, а задачу, яку колись вирішував сам учений. Наприклад: «У лабораторії Г.Кавендіша були два свинцеві кулі та підвіс. Як за допомогою цього можна виміряти гравітаційну сталу?» або: «Як А.Ампер за два тижні після відкриття Х.Ерстеда встановив закон механічної взаємодії паралельних струмів?» Такі завдання розвивають фізичну інтуїцію учнів значно ефективніше, ніж типові алгоритмічні задачі. Для старшої школи особливо продуктивними є *навчальні мініпроекти*: «Чому Майкельсон і Морлі не знайшли ефіру і як це вплинуло на розвиток фізики?», «Як відкриття рентгенівського випромінювання одночасно змінило медицину і науку?», «Що саме Марія Кюрі відкрила першою у фізиці та чому це було

небезпечно?». Такі теми природно поєднують фізику з хімією, біологією, історією та етикою науки, реалізуючи важливу міжпредметну інтеграцію.

Застосування історичного контенту на уроках фізики, очевидно, має враховувати вікові особливості учнів. У 7-8 класах достатньо коротких вставок: походження назв одиниць вимірювання (чому «ньютон», «джоуль», «паскаль», «ватт»?), короткі відомості про автора та умови наукового відкриття. У старших класах можна будувати уроки навколо важливих етапів в історії фізики – особливо під час вивчення термодинаміки, електродинаміки та квантової фізики, де зміна наукових уявлень і методів мислення особливо показова і методично цінна. При цьому не варто перетворити урок фізики на урок історії. Головним має бути правило: історичний матеріал має збуджувати пізнавальний інтерес і мислення учня, породжувати фізичне питання, а не бути інформаційним фоном у вивченні навчальної теми. Якщо розповідь про досліди М. Фарадея не підводить учнів до розуміння закону електромагнітної індукції, тоді вона є недоцільною з методичної точки зору; якщо підводить – незамінна.

Отже, цілеспрямована і послідовна реалізація принципу історизму у навчанні фізики не може бути випадковістю, а є важливими і свідомим методичним прийомом вчителя фізики: вона перетворює урок із трансляції готових знань на цікаве пізнання світу, підвищує інтерес і пізнавальну активність учнів, сприяє глибшому розумінню фізичних ідей і зрештою веде до вищих освітніх результатів – як предметних, так і світоглядних.

Список використаних джерел:

[1] Благодаренко Л., Мініч Л., Шут М. Історично-науковий матеріал з фізики як фактор національного виховання учнів. Наукові записки. Випуск № 60. Серія: Педагогічні науки. Кіровоград: РВВ КДПУ ім. В. Винниченка. 2005. Частина 2. С. 9-12.

[2] Кобель Г.П., Головіна Н.А., Мартинюк О.С., Савош В.О. Історія фізики: конспект лекцій для студентів фізичних спеціальностей. Луцьк: Вежа-Друк, 2024. 132 с.

HOLOGRAPHIC THERMAL CORRELATORS: ELECTROMAGNETIC AND GRAVITATIONAL PERTURBATIONS OF THE RN-AdS₄ GEOMETRY

Anataichuk A.V.¹, Zhiboedov A.V.²

¹ NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology", Kharkiv, Ukraine;

² CERN, Department of Theoretical Physics, Geneva, Switzerland

Holographic duality, often referred to as the AdS/CFT correspondence, is a framework based on the conjecture that weakly coupled gravitational theory is equivalent to strongly coupled field theory in the large N limit [1] (where N intuitively represents the effective number of degrees of freedom).

The interest in the Reissner-Nordström anti-de Sitter (RN-AdS) metric comes from the properties that it endows to dual field theory. Insertion of the black hole into AdS space is equivalent to considering a field theory with finite temperature. If one adds the charge for the black hole, it corresponds to implementing a finite chemical potential. Combining all together, we obtain quite a peculiar, strongly coupled field theory with temperature and chemical potential. It can be useful to study this model itself [2]. In the context of quantum matter, the RN-AdS metric is usually utilized as a background for the description of a holographic superconductor [3, 4].

In this work, we explore the axial perturbations in the four-dimensional RN-AdS metric and gauge field, and apply holographic duality to the study of dual field theory. In particular, we are interested in two-point correlation functions that describe the dynamics of field theory and usually can be identified with a clear physical interpretation (e.g., electric, thermal, and thermoelectric conductivities). This proceeding presents work in progress and preliminary analysis available only for electric conductivity, and we plan to cover the other two correlators in the near future.

We consider the Einstein-Maxwell action that has the form:

$$S = \frac{1}{16\pi} \int d^d x \sqrt{-g} [R - 2\Lambda - F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}], \quad (1)$$

where $g_{\mu\nu}$ is the metric and g is its determinant, R is the Ricci scalar, Λ is the cosmological constant, and $F_{\mu\nu}$ is the electromagnetic tensor. Considering spherical solution with constant negative curvature $\Lambda < 0$, we get the Reissner-Nordström anti-de Sitter metric. In four dimensions ($d = 4$), RN-AdS₄ metric can be written as (system of units: $\hbar = c = G = e^2/4\pi = 1$):

$$ds^2 = -f(r)dt^2 + f(r)^{-1}dr^2 + r^2 d\Omega_2^2, \quad (5)$$

where $f(r) = 1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q^2}{r^2} - \frac{1}{3}\Lambda r^2$.

We study small linear axial perturbation of the background metric $\bar{g}_{\mu\nu}$ and electromagnetic potential \bar{A}_μ , which we can write as

$$g_{\mu\nu} = \bar{g}_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (7)$$

$$A_\mu = \bar{A}_\mu + \alpha_\mu. \quad (8)$$

where the perturbation $h_{\mu\nu}$ goes to zero at infinity fast enough that the metric $g_{\mu\nu}$ is asymptotically $\bar{g}_{\mu\nu}$. Furthermore, $h_{\mu\nu}$ and its derivatives are assumed to be small enough so that we can ignore higher-order terms.

The holographic duality is a conjecture that connects classical gravitational bulk theory with strongly-coupled field theory on its boundary. We can write the relation between source $A_{O_B}(x)$, leading-order (non-normalizable) boundary value of a field in gravitational theory, and response $B_{O_A}(x)$, sub-leading (normalizable) part, using the retarded Green's function, which follows from the theory of linear response and the Kubo formula:

$$\int d^d y A_{O_B}(y) G_{O_A O_B}^R(x, y) = B_{O_A}(x), \quad (24)$$

where you can read off $B_{O_A}(x)$ and $A_{O_B}(y)$ from the large r behavior of the solution and $d^d y = dt d\Omega$ is $\mathbb{R} \times S^2$ volume element (our boundary field theory has this dimension). Also, we are implicitly

summing over all operators involved and over coordinate indices. The system can be presented as a matrix relation in momentum space.

Concentrating on the Green's function, which directly governs the conductivity of the boundary theory, we numerically computed its real and imaginary parts for different values of the charge. These preliminary results were then benchmarked against theoretical predictions in two asymptotic regimes: the hydrodynamic and the OPE limits. As expected, the low-frequency behavior of the real part of the correlator closely reproduces that of an electromagnetic perturbation in pure AdS (dashed line). Meanwhile, the imaginary part exhibits excellent agreement with both the hydrodynamic and OPE predictions (dashed line). In the intermediate-frequency window, we uncover a nontrivial behavior of the dual, strongly coupled system.

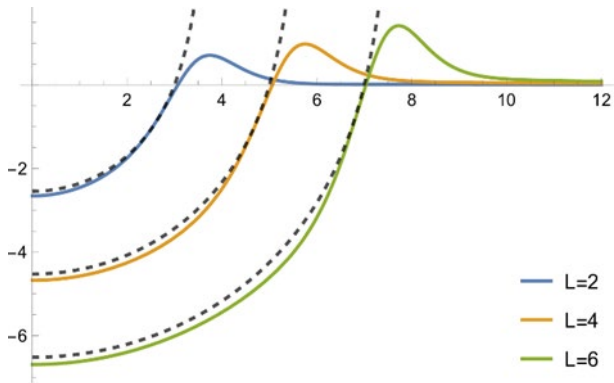


Fig. 3. The real part of Green's function for $Q = 1.8$ (preliminary). The dashed lines correspond to the case of the photon in pure AdS space.

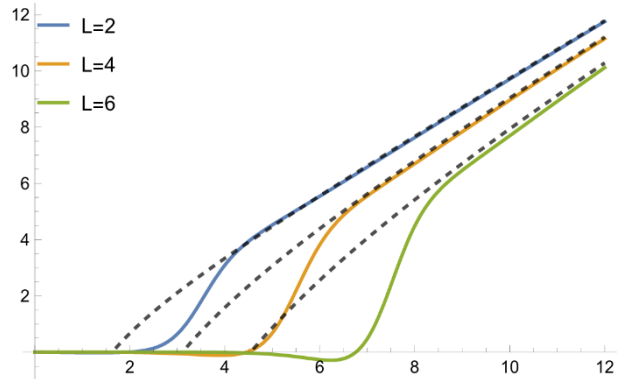


Fig. 4. The imaginary part of Green's function for $Q = 1.8$ (preliminary). The dashed lines correspond to the OPE limit.

In this holographic model, the boundary theory behaves as a perfect conductor closely analogous to graphene [5], albeit defined on a spherical geometry. One can also find the Drude peak at $\omega = 0$ for the real part of the conductivity, which is not apparent in the plot, but can be calculated via Kramers–Kronig relations.

Looking ahead, we plan to cross-check and extend our analysis to the remaining two-point correlation functions introduced in this work. In particular, we are interested in the non-diagonal Green's function that represents the interaction between different operators and, for our system, can be interpreted as a consequence of the GZ effect [6-8].

REFERENCES

1. J. M. Maldacena, The Large N limit of superconformal field theories and supergravity // *Adv. Theor. Math. Phys.* 1998, v. 2, p. 231-252.
2. P. Nayak, A. Shukla, R. M. Soni, S. P. Trivedi and V. Vishal, On the Dynamics of Near-Extremal Black Holes // *JHEP.* 2018, v. 9, p. 48.
3. S. A. Hartnoll, A. Lucas and S. Sachdev, *Holographic quantum matter* // The MIT Press, 2018, pp. 408.
4. J. Zaanen, Y.-W. Sun, Y. Liu and K. Schalm, *Holographic Duality in Condensed Matter Physics* // Cambridge University Press, 2015, pp. 583.
5. S. A. Hartnoll, Lectures on holographic methods for condensed matter physics // *Class. Quant. Grav.* 2009, v. 26, p. 224002.
6. M. E. Gertsenshtein, Wave Resonance of Light and Gravitational Waves // *Soviet Physics JETP.* 1962, v. 14, p. 84-85.
7. Y. B. Zel'dovich, Electromagnetic and gravitational waves in a stationary magnetic field // *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics.* 1974, v. 38, p. 652.
8. M. O. E. Hadj and S. R. Dolan, Conversion of electromagnetic and gravitational waves by a charged black hole // *Phys. Rev. D.* 2022, v. 106, p. 044002.

МЕТОДИЧНІ АСПЕКТИ ДІАГНОСТИКИ СФОРМОВАНOSTІ НАУКОВОГО СВІТОГЛЯДУ СТАРШОКЛАСНИКІВ У НАВЧАННІ ФІЗИКИ

Афанасьєв В. В., аспірант

Бердянський державний педагогічний університет, Запоріжжя, Україна

Формування наукового світогляду особистості є одним із ключових завдань сучасної освіти та визначальною метою навчання фізики в закладах загальної середньої освіти. Як фундаментальна природнича наука, фізика забезпечує основу для розуміння закономірностей розвитку природи та формування цілісної наукової картини світу. Водночас засвоєння учнями окремих фактів, понять і законів саме по собі не гарантує становлення наукового світогляду. Цей процес є тривалим, багатовимірним і потребує цілеспрямованого педагогічного супроводу, важливою складовою якого виступає об'єктивна діагностика освітніх результатів. Важливого значення у формуванні наукового світогляду учнів має міжпредметна інтеграція, яка передбачає усвідомлення взаємозв'язків фізики із суміжними дисциплінами – хімією, біологією, математикою, географією, інформатикою, астрономією. Саме здатність переносити фізичні знання в різні контексти, застосовувати їх для пояснення явищ реального світу та інтегрувати з іншими галузями знань є одним із провідних індикаторів сформованості наукового світогляду. У цьому контексті діагностика має бути спрямована не лише на перевірку предметних знань, але й на виявлення глибини їх розуміння, рівня критичного мислення та світоглядних переконань учнів.

З метою наукового обґрунтування діагностичного інструментарію доцільно виокремити структурні компоненти наукового світогляду, які піддаються педагогічному вимірюванню. На основі аналізу наукових джерел [1-4] нами визначено три взаємопов'язані складові: когнітивну, методологічну та аксіологічну. Когнітивний компонент охоплює систему фізичних знань і уявлень про сучасну фізичну картину світу, їхню системність, усвідомленість та здатність до узагальнення. У міжпредметному вимірі він передбачає розуміння ролі фізичних законів у поясненні явищ інших наук. Методологічний компонент пов'язаний з оволодінням методами наукового пізнання, розвитком критичного мислення та здатністю застосовувати дослідницькі підходи у різних навчальних ситуаціях. Аксіологічний компонент відображає ціннісне ставлення до науки, пізнавальний інтерес і сформованість світоглядних переконань. Зазначені компоненти утворюють цілісну систему, що реалізується у навчально-пізнавальній діяльності учнів через когнітивний, діяльнісний та ціннісний аспекти.

У нашому дослідженні виокремлено три рівні сформованості наукового світогляду старшокласників: низький (початковий), середній (репродуктивно-евристичний) і високий (творчий). Низький рівень характеризується фрагментарністю знань, відсутністю системності та невмінням встановлювати міжпредметні зв'язки. Середній рівень передбачає розуміння основних закономірностей і часткову здатність до застосування знань у типових ситуаціях. Високий рівень відзначається системністю знань, розвиненим критичним мисленням, здатністю до міжпредметної інтеграції та сформованими світоглядними переконаннями. Ці рівні відображають не лише ступінь засвоєння навчального матеріалу, але й якісні зміни у характері пізнавальної діяльності учня: від репродуктивного відтворення евристичного застосування до творчого осмислення і світоглядного узагальнення. Важливо, що міжпредметна інтеграція виступає ключовим чинником переходу до вищого рівня, оскільки сприяє усвідомленню єдності природничих знань.

Ефективна діагностика сформованості наукового світогляду передбачає комплексне використання різних форм контролю: педагогічного спостереження, анкетування і тестування, діагностичних бесід, захисту міждисциплінарних навчальних проєктів та цифрових інструментів. Кожна з цих форм зорієнтована на виявлення не лише рівня предметних знань, але й здатності учнів інтегрувати їх у міжпредметному контексті, оскільки дозволяють оцінити глибину розуміння, логіку мислення та здатність до узагальнення. Доповненням до зовнішньої

діагностики виступає самодіагностика учнів, зокрема у формі чек-листів, що сприяють розвитку рефлексії та усвідомленню власного прогресу. Зазначимо, що міжпредметна інтеграція розглядається нами як наскрізна характеристика, що пронизує всі критерії та відображає якісний рівень сформованості наукового світогляду.

Таким чином, розроблений діагностичний інструментарій є важливим засобом педагогічного управління процесом формування наукового світогляду старшокласників. Його використання сприяє переходу від формального засвоєння знань до їх осмисленого застосування, формує цілісне бачення світу та забезпечує розвиток особистості, здатної до наукового мислення. Упровадження міжпредметного підходу в поєднанні з системною діагностикою відповідає сучасним освітнім пріоритетам і сприятиме підвищенню якості освітніх результатів сучасних школярів з фізики.

Список використаних джерел:

[1] Бургун І.В. Формування наукового світогляду учнів основної школи у навчанні фізики: автореф. дис. ... канд. пед. наук: спеціальність «13.00.02 – теорія і методика навчання (фізика)». Київ, 2001. 24 с. *URL: <https://surl.li/fpuzno>* (дата звернення: 11.09.2024).

[2] Зелінга Ю.О. Формування наукового світогляду майбутніх учителів природничо-математичних спеціальностей у професійній підготовці: дис. доктора філософії. 011. Одеса, 2024. 287 с.

[3] Растьогін М. Ю. Формування уявлень фізичної картини світу в учнів основної школи у процесі навчання фізики: автореф. дис.... канд. пед. наук: 13.00.02. Кіровоград, 2011. 22 с.

[4] Семенишина Р. В. Формування наукового світогляду старшокласників у процесі вивчення фізики: дис. ... канд. пед. наук : 13.00.02. Кам'янець-Подільський, 2015. 200 с.

МІЖПРЕДМЕТНА ІНТЕГРАЦІЯ У ШКІЛЬНІЙ ФІЗИЧНІЙ ОСВІТІ

Афанасьєв В. В., аспірант

Бердянський державний педагогічний університет, Запоріжжя, Україна

У сучасній педагогіці міжпредметну інтеграцію розглядають як ключовий інструмент формування системного мислення, критичної аналітичної здатності й когнітивної гнучкості учнів. У науково-методичній літературі дедалі частіше підкреслюється, що реальні виклики сучасного світу виходять за межі окремих дисциплін, а тому інтегроване навчання набуває особливої ваги для підготовки молоді до розв'язання комплексних міждисциплінарних проблем. Значна увага дослідників приділяється інтеграції математичних і природничо-наукових методів у зміст суміжних дисциплін. Зокрема, встановлено, що проєктна діяльність і використання задач з інтегрованим змістом у навчанні математики сприяють підвищенню мотивації, пізнавальної активності та навчальних досягнень учнів.

Косоков І. Г. та Коростильова Є. Ю. наголошують на потенціалі фізики як ядра міждисциплінарної інтеграції. За результатами проведених досліджень ними обґрунтовано, що поєднання фізики з біологією, хімією, інформатикою та математикою дозволяє сформувати в учнів здатність бачити взаємозв'язки між природними явищами й процесами, розуміти їх цілісну наукову картину та застосовувати набуті знання для пояснення реальних ситуацій [1]. Такий підхід сприяє не лише поглибленню предметних знань, а й розвитку аналітичного й системного мислення, оскільки учні навчаються розглядати явища не ізольовано, а в контексті ширших природничо-наукових закономірностей. Крім того, міжпредметна взаємодія фізики з інформатикою відкриває можливості для використання цифрового моделювання та комп'ютерного експерименту як засобів дослідження фізичних процесів, що відповідає сучасним вимогам до цифрової компетентності здобувачів освіти. У зв'язку з цим авторами пропонуються методичні системи, що включають проєкти, кейс-завдання, використання ІКТ та міжпредметні модулі. На рівні шкільної практики інтегративний підхід може реалізовуватись як через створення спеціалізованих інтегрованих курсів, так і через цілісну координацію змісту навчальних дисциплін [2]. Таким чином, наукова думка схиляється до трактування міжпредметної інтеграції як концептуальної освітньої стратегії, що формує у здобувачів готовність до роботи з комплексними знаннями та практичними задачами. Водночас ефективність такої інтеграції значною мірою залежить від рівня професійної підготовки педагогів, наявності відповідного навчально-методичного забезпечення, узгодженості їхніх спільних дій та загальної орієнтації освітнього процесу на досягнення учнями практико-орієнтованих результатів.

З метою систематизації наявних підходів і кращого розуміння структури міждисциплінарних взаємозв'язків доцільно звернутися до їх класифікації у контексті шкільного навчання. Для узагальнення структури міждисциплінарних взаємозв'язків представимо класифікацію внутрішньопредметних і міжпредметних зв'язків, які реалізуються у шкільному навчанні фізики (рис. 1). Відповідна класифікація структурується за трьома інтегративними критеріями: *змістовно-інформаційним* (фактологічні, понятійні, теоретичні, практичні зв'язки, що забезпечують логіку, системність і наступність засвоєння навчального матеріалу); *операційно-діяльнісним* (навчально-пізнавальні та ціннісно-орієнтаційні зв'язки, що активізують розвиток критичного мислення й креативності) та *організаційно-методичним* (епізодичні, систематичні, постійні; індивідуальні, групові, колективні зв'язки, що дозволяють адаптувати освітній процес до різних навчальних ситуацій). У цьому контексті подальше опрацювання логіки міждисциплінарних зв'язків стає закономірним етапом дослідження. На рис. 2 представлено авторську інтеграційну модель міжпредметних зв'язків у шкільній освіті, що формує багатовекторну освітню платформу для розвитку в учнів системного мислення й компетентностей майбутнього.

Отже, опрацювання й узагальнення наукових джерел дозволяє дійти висновку, що інтегроване навчання виконує роль інтелектуального каталізатора, оскільки сприяє розвитку когнітивної гнучкості та критичного мислення учнів, формує здатність до переносу знань і застосування міждисциплінарної інформації в нових умовах. Перспективним напрямом подальших досліджень є розроблення конкретних методичних моделей міжпредметної інтеграції для різних освітніх рівнів і предметних галузей, зокрема в умовах упровадження компетентнісно орієнтованої освіти в Україні.



Рис. 1. Класифікація внутрішньопредметних і міжпредметних зв'язків у шкільній освіті



Рис. 2. Інтеграційна модель міжпредметних зв'язків у шкільній освіті

Список використаних джерел

[1] Косоков І. Г. Формування практико-орієнтованих знань з фізики в учнів старшої школи на засадах міжпредметної інтеграції : дис. ... канд. пед. наук : 13.00.02 / Бердянський держ. пед. ун-т. Бердянськ, 2020. 233 с.

[2] Засекіна Т. М. Інтеграція в шкільній природничій освіті: теорія і практика : монографія. Київ : Педагогічна думка, 2020. 400 с.

ЗІСТАВЛЕННЯ ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВОЇ КРИСТАЛІЗАЦІЇ АМОРФНИХ ПЛІВОК ГАФНІЇ ТА ЦИРКОНІЇ

Багмут О. Г., д.ф.-м.н., проф.

Національний технічний університет "ХПИ", Харків, Україна

Аморфні плівки гафнії (HfO_2) та цирконії (ZrO_2) отримували на підкладках (001) КС1 при температурі 300 К протягом імпульсного лазерного розпилювання мішеней Hf та Zr в атмосфері кисню. Опромінення аморфних плівок електронним променем при потужності дози $\sim 6 \cdot 10^4 \text{ e}/\text{\AA}^2 \cdot \text{с}$ ініціювало їх кристалізацію, яка відбувалася всередині колони електронного мікроскопа. Це дозволило реєструвати структурні перетворення за методикою "in situ".

Для відеозапису процесу кристалізації використовувалася камера Canon Power Shot G15 з частотою кадрів 30 с^{-1} . По послідовності відеокадрів будували кінетичні криві фазового перетворення з аморфного в кристалічний стан.

Електронно-мікроскопічна візуалізація кристалів в аморфній матриці проводилася в режимі світлого поля через різний характер контрасту аморфної (товщинний контраст) та кристалічної (дифракційний контраст) фази. Кристали у відбивному положенні виглядали темними на сірому фоні аморфної матриці. Кристали, які не перебували у відбивному положенні, виглядали світлими на сірому фоні аморфної матриці.

Аморфна гафнія поліморфно перетворювалась у кристалічну модифікацією HfO_2 з моноклінною ґраткою (рис. 1а).

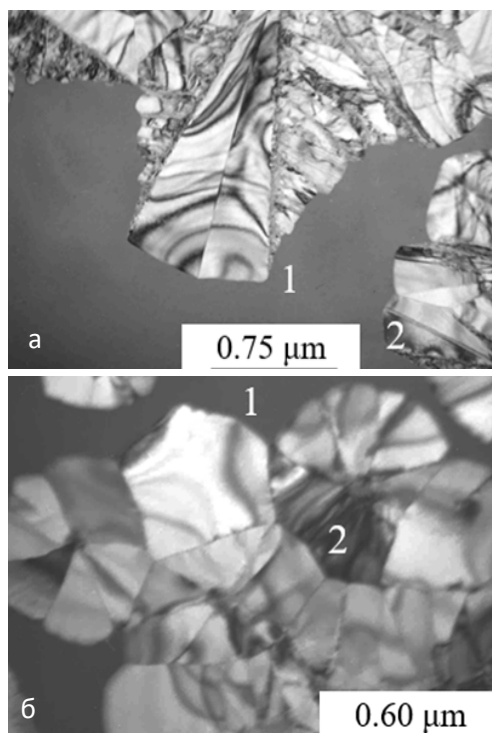


Рис. 1. Електронно-мікроскопічне зображення плівки HfO_2 (а) та ZrO_2 (б) після часткової кристалізації. 1-аморфна фаза. 2- кристалічна фаза.

Згідно з даними відеозапису під час кристалізації HfO_2 в полі спостереження ріс дендрит, розмір якого D збільшувався пропорційно часу спостереження t : $D \sim t$. При цьому частка кристалічної фази x з часом збільшувалася квадратично: $x \sim t^2$. Ці структурні та морфологічні характеристики якісно вказують на реалізацію дендритної моди поліморфної кристалізації [1].

Аморфна цирконія поліморфно перетворювалась у кристалічну модифікацією ZrO_2 з кубічною ґраткою (рис. 1б). Згідно з даними відеозапису, під час кристалізації плівки в полі спостереження виникало багато кристалів. Зародження відбувалося лише на початку, а потім відбувався їх ріст.

Кожен кристал ZrO_2 ріс з постійною швидкістю при постійній інтенсивності опромінення плівки. Цей механізм зародження можна ідентифікувати як насичене зародження (Site-Saturate Nucleation). У цьому випадку $\langle D \rangle \sim t$ та $x(t) = 1 - \exp(-kt^n)$. Показник Аврамі $n = 2,03$ (найближче ціле число = 2). Він містить інформацію про розмірність росту (N). Для насиченого зародження $n = N$. Ці структурні та морфологічні характеристики якісно вказують на реалізацію острівцевої моди поліморфної кристалізації [1].

Список використаних джерел

- [1] A. G. Bagmut, «Relative length as a classification parameter of the crystallization mode of amorphous films» Problems of Atomic Science and Technology, v. 137(1), № 12, p. 64-68, 2022.

ВИКОРИСТАННЯ 3D ДРУКУ ДЛЯ СТВОРЕННЯ НАВЧАЛЬНИХ СТЕНДІВ З ФІЗИКИ, ІННОВАЦІЙНИЙ ПІДХІД ДО НАУКОВИХ ДОСЛІДЖЕНЬ В НАВЧАННІ

Беркета А.О.¹; Краснощок М.Ю.¹; Мусієнко О.С.¹ PhD, старший викладач.

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

Аналізуючи виклики сучасної системи навчання, можна виокремити низку суттєвих проблем. Зокрема, спостерігається зниження мотивації учнів: освітній процес часто орієнтований переважно на отримання оцінок, а не на глибоке засвоєння знань. Теоретичний матеріал подається у відриві від практичного застосування, що ускладнює його осмислення та інтеграцію з реальними явищами навколишнього світу.

Крім того, навіть за наявності доступу до експериментального обладнання, вчителі рідко залучають учнів до практичної діяльності. Це зумовлено як технічними обмеженнями (зношеність або несправність обладнання), так і ризиками його пошкодження, враховуючи високу вартість сучасних приладів. [1]

Метою запропонованого підходу є спрощення процесу візуалізації фізичних явищ та підвищення доступності наукових досліджень для учнів. Це сприятиме формуванню інтересу до природничих дисциплін і розвитку дослідницьких навичок.

Однією з ключових проблем традиційних лабораторних стендів є обмежена кількість учнів, які можуть одночасно брати участь в експерименті. З огляду на обмежену тривалість уроку (45 хвилин), вчителі часто змушені обирати демонстраційний формат: пояснювати принцип роботи приладу та надавати готові результати. Проте для досягнення якісного засвоєння знань кожен учень має бути безпосередньо залучений до експериментальної діяльності, що передбачає активну взаємодію з обладнанням, самостійне спостереження та інтерпретацію результатів.

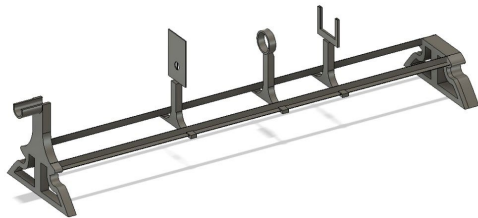


Рис. 1. Модель спрощеного оптичного стенду

У межах запропонованого підходу передбачається заміна застарілих лабораторних стендів їхніми спрощеними аналогами, які можуть бути виготовлені з використанням технологій 3D-друку. Такий підхід забезпечує можливість масштабування навчального обладнання без значних фінансових витрат і створює умови для індивідуальної роботи кожного учня.

Це, у свою чергу, сприяє повному проходженню всіх етапів дослідження — від постановки експерименту до обробки та інтерпретації отриманих даних.

Як приклади реалізації запропонованого підходу було обрано лабораторні установки «оптична лава» та розривну машину.

Спрощена версія оптичної лави (рис. 1) передбачає використання 3D-друкованого каркасу як основного конструктивного елемента. Додатково необхідно придбати лише базові оптичні компоненти, зокрема лінзи та джерела світла (наприклад, ліхтарики), що значно знижує загальну вартість установки.

Спрощена версія розривної машини (рис. 2) також базується на 3D-друкованій конструкції. Для її повноцінного функціонування необхідні доступні та відносно недорогі комплектуючі, зокрема ручні ваги, полівінілхлоридні труби, гачки та стандартні кріпильні елементи (болти, гайки, шайби). Така конструкція дозволяє моделювати процес механічного навантаження матеріалів і проводити відповідні дослідження в умовах навчального середовища.

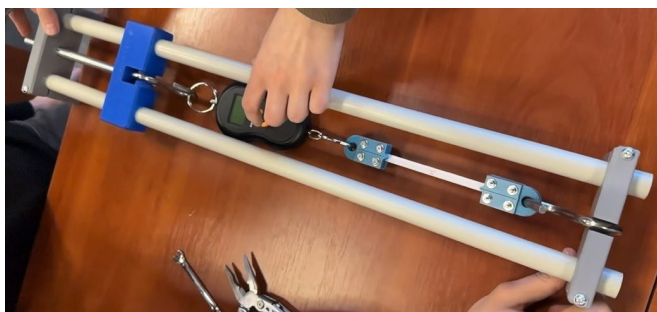


Рис. 2. Фото спрощеного стану розривної машини

вони можуть відрізнятись. Як вже було зазначено раніше, це суттєво допомагає дітям провести зв'язок між теоретичним матеріалом та реальним світом, побачивши як це працює на практиці.

Окрім освітнього ефекту, самостійне виготовлення лабораторних стендів також має вагомі економічні переваги.

В таблиці 1 зображено порівняння ціни професійно створеного стану, та спрощеного аналогу.

Для реалізації такої ідеї, школа має придбати 3D принтер, яким зможуть

користуватись для створення аналогів, або інших виробів. Базовою моделлю, яка чудово підійде для таких потреб є принтер Bambu Lab A1. Він є простим в експлуатації, невеликим за розміром та коштує близько 15000 грн.

Спрощенням фабричних стендів та створенням моделей можуть займатись як вчителі, так і учні. В процесі розробки учні зможуть покращувати навички спостереження, аналізу і синтезу. Також це чудова можливість навчитись 3D моделюванню та роботі з таким цікавим приладом як 3D принтер.

Впровадження 3D-друку для створення саморобних навчальних стендів є ефективним інструментом модернізації фізичної освіти, що дозволяє кардинально змінити підхід до навчання. Завдяки суттєвій різниці в ціні між професійним обладнанням та друківаними аналогами, школа може забезпечити кожного учня індивідуальним приладом, перетворюючи пасивне спостереження на повноцінне «наукове дослідження». Це не лише розв'язує проблему дефіциту матеріальної бази, а й стимулює розвиток критичного мислення, навичок 3D-моделювання та інженерії, демонструючи дітям реальний зв'язок між сухою теорією та практичним життям. Зрештою, інвестиція в 3D-принтер окупається через залученість учнів та можливість самостійного створення сучасної, доступної та цікавої лабораторії силами самої школи.

Список використаних джерел

[1] Дж. Дьюї, *Досвід і освіта*. Вест-Лафаетт: Карпа Delta Pi, 1938.

[2] "Набір з оптики (оптична лава)," Didacta. [Онлайн]. Доступно: <https://bit.ly/49mE5Xy>. [Дата зверн.: 01.04.2026].

[3] "Машина розривна Ейвері," Rezinoplast. [Онлайн]. Доступно: <https://bit.ly/3vL9Y2p>. [Дата зверн.: 01.04.2026].

Зважаючи на особливості навчального процесу, можемо зауважити, що зі стендами можна працювати командою або самостійно. Учні власноруч можуть проводити досліди, а не спостерігати за роботою вчителя. Результати різних команд можна порівнювати, аналізувати дані, розвиваючи критичне мислення. В такому випадку звичайний запис в таблицю, під диктовку, перетворюється на задачу зрозуміти, звідки беруться дані та чому

Таблиця 1

Порівняння ціни професійних та спрощених стендів

Професійний стенд	Ціна, грн	Спрощений стенд	Ціна, грн	Різниця, %
Набір з оптики демонстраційний настільний "Оптична лава" [2]	7862	Оптична лава	350	2194
Машина розривна Ейвері (б/в) [1]	20000	Розривна машина	480	4166

БИОМЕХАНІЧНИЙ АНАЛІЗ МЕТОДІВ ФІКСАЦІЇ ПЕРЕЛОМІВ КЛЮЧИЦІ З ВИКОРИСТАННЯМ ЧИСЕЛЬНОГО МОДЕЛЮВАННЯ

Білий О.В., студент; Красько Б.Ю., студент; Мусієнко О. С. PhD, старший викладач
КПІ імені Ігоря Сікорського, Київ, Україна

Переломи ключиці належать до поширених ушкоджень опорно-рухового апарату та потребують надійної стабілізації кісткових уламків для забезпечення нормального зрощення. Вибір способу остеосинтезу істотно впливає на механічну стабільність системи «кістка – імплантат», величину переміщень у зоні перелому, рівень напружень у кістковій тканині та самій фіксуючій конструкції. Саме тому актуальним є порівняння різних варіантів фіксації з позицій біомеханіки. У межах роботи проведено чисельне моделювання напружено-деформованого стану ключиці при різних способах остеосинтезу та виконано їх порівняльний аналіз [1-4].

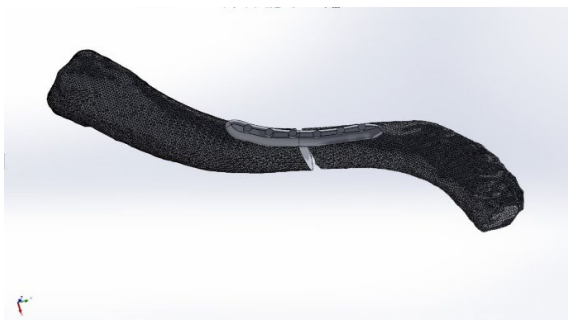


Рис. 1. Геометрична модель фіксації перелому ключиці накістною пластиною

поперечного перерізу (рис. 1).

Перелом моделювали в середній третині ключиці, оскільки саме ця ділянка найчастіше ушкоджується в клінічній практиці. У розрахунках застосовано програмний комплекс ANSYS, а матеріальні властивості кісткової тканини та фіксуючих елементів задавали в припущенні лінійно-пружної поведінки [5-6].

У дослідженні порівнювали три основні способи фіксації: накістну пластину з гвинтами, інтрамедулярну фіксацію та стрижень Богданова. Для всіх моделей були однаковими геометрія перелому, матеріальні характеристики та граничні умови, що

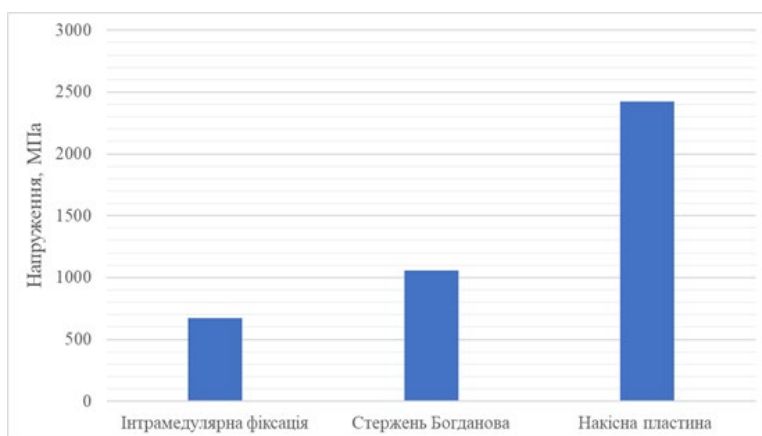


Рис.2. Значення еквівалентних напружень біомеханічної системи «ключиця – фіксуюча конструкція» при крутильному навантаженні

забезпечило коректність порівняння. Закріплення моделі здійснювали на медіальному кінці ключиці, а навантаження прикладали до латерального відділу. Аналіз проводили в умовах квазістатичного навантаження, що відповідає початковому післяопераційному періоду. Оцінювали максимальні переміщення, еквівалентні деформації та еквівалентні напруження у зоні перелому та в елементах фіксації.

Аналіз еквівалентних напружень у біомеханічній системі показав, що їх розподіл суттєво залежить від типу фіксації (рис. 2). Найменші значення

напружень спостерігаються при інтрамедулярній фіксації, тоді як при використанні накістної пластини виникають максимальні напруження в системі.

Результати моделювання показали, що при крутильному навантаженні найменші максимальні переміщення отримано для інтрамедулярної фіксації – 0,0397 мм. Для накістної фіксації пластиною цей показник становив 0,042 мм, тоді як для стрижня Богданова – 0,054 мм. Це свідчить, що інтрамедулярна конструкція краще протидіє ротаційним деформаціям і забезпечує вищу стабільність уламків. Подібна тенденція спостерігалася і за еквівалентними деформаціями: для інтрамедулярної фіксації максимальне значення становило 0,00043, для накістної пластини – 0,0031, а для стрижня Богданова – 0,0046. Отже, саме інтрамедулярна система забезпечувала найбільш рівномірну та м'яку деформаційну поведінку ключиці. (Таблиця 1)

Аналіз еквівалентних напружень підтвердив перевагу інтрамедулярної фіксації. Максимальні напруження для неї становили 12,921 МПа, для стрижня Богданова – 15,906 МПа, а для накістної пластини – 28,956 МПа. Найвищі значення при використанні пластини пояснюються концентрацією напружень у місцях контакту з кісткою та в зонах кріплення гвинтів. Водночас інтрамедулярна фіксація забезпечувала більш рівномірний розподіл напружень, що є важливим чинником для зменшення ризику локального перевантаження кісткової тканини.

Отримані результати дають підстави стверджувати, що спосіб фіксації перелому ключиці істотно впливає на механічну поведінку біомеханічної системи. Серед розглянутих варіантів найбільш ефективною з точки зору зменшення переміщень, деформацій та напружень виявилася інтрамедулярна фіксація. Накістна пластина забезпечує високу жорсткість, однак супроводжується більшими локальними напруженнями. Стрижень Богданова демонструє проміжні результати, але поступається інтрамедулярному варіанту за стабільністю. Таким чином, застосування чисельного моделювання дозволяє об'єктивно оцінити переваги та недоліки різних методів остеосинтезу й може бути використане для обґрунтування вибору оптимальної фіксуючої конструкції у клінічній практиці.

Список використаних джерел

- [1] L. Zeng et al., "Finite element analysis of clavicle fracture fixation," *Comput. Methods Biomech. Biomed. Engin.*, vol. 17, pp. 123–131, 2014
- [2] J. H. Oh et al., "Biomechanical comparison of fixation methods for midshaft clavicle fractures," *Clin. Orthop. Relat. Res.*, vol. 468, pp. 3128–3134, 2010.
- [3] F. J. Wijdicks et al., "Plate fixation versus intramedullary fixation of displaced midshaft clavicle fractures," *J. Shoulder Elbow Surg.*, vol. 21, pp. 111–117, 2012.
- [4] O. A. van der Meijden, T. R. Gaskell, and P. J. Millett, "Treatment of clavicle fractures: current concepts review," *J. Shoulder Elbow Surg.*, vol. 21, pp. 423–429, 2012.
- [5] M. Taylor and P. J. Prendergast, "Four decades of finite element analysis of orthopaedic devices," *J. Biomechanics*, vol. 48, pp. 767–778, 2015.
- [6] J. Y. Rho, R. B. Ashman, and C. H. Turner, "Young's modulus of trabecular and cortical bone material," *J. Biomechanics*, vol. 26, pp. 111–119, 1993.

COMPUTATIONAL MODELING OF MAGNETIC PHASE TRANSITIONS IN LAYERED InSe CRYSTALS INTERCALATED WITH COBALT

Boledzyuk V. B.¹, PhD, Head of CB IPMS NASU; Voitsekhivska O. M.², PhD., Assoc. Prof.; Slynko V. E.¹, PhD., Sen. Res.; Kilanski L.³, Dr. hab., Prof. IP PAS; Piotrowska S.³, M.Sc.

¹ Chernivtsi Branch of Frantsevych Institute for Problems of Materials Science, NASU, Chernivtsi, Ukraine;

² Department of Information Technology and Computer Physics, Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine,

³ Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland

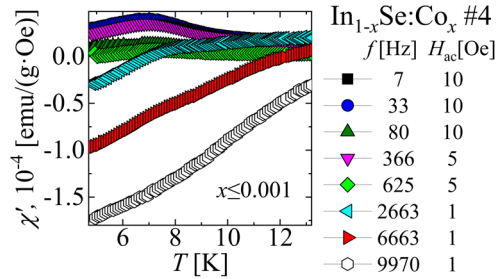


Fig. 1. Temperature dependencies of the real part of the dynamic magnetic susceptibility, $\chi'(T)$, for InSe:Co at various frequencies of the applied AC magnetic field

Introduction. The intercalation of layered semiconductors with 3d-transition metals provides a unique platform for engineering low-dimensional magnetic systems [1]. In this work, we investigate vertical Bridgman-grown In_{1-x}Se single crystals, intercalated with Co_x under a constant, *in-plane* magnetic field ($B \approx 1$ T). While Faraday coulometry indicated a transferred charge equivalent to $x \approx 0.10$, local microanalysis (SEM/EDX) failed to detect Co due to its sub-threshold concentration ($x \leq 0.001$). Consequently, the ultra-high sensitivity of dynamic magnetic susceptibility $\chi'(T)$ was utilized as the primary tool to unravel the structural and magnetic state of the intercalated Co.

Anomalous dynamic shielding and structural deduction. The $\chi'(T)$ dependencies (Fig. 1) were measured over a broad frequency range ($f=7-9970$ Hz) in the linear dynamic response regime ($H_{ac}=1-10$ Oe). An anomalous frequency-dependent crossover is observed: the positive low-frequency response sharply transitions into a strong diamagnetic state ($\chi' < 0$) at $f > 625$ Hz. We attribute this phenomenon to macroscopic *Foucault* currents. At high frequencies, self-induction drives a 180° phase shift of the eddy currents, triggering a skin effect that yields ideal dynamic diamagnetic shielding. These robust shielding currents unambiguously confirm the formation of highly conductive metallic Co nanoclusters within the van der Waals gaps rather than isolated ions.

Phase transition dynamics and dimensional deconvolution. Bimodal Gaussian fitting of the asymmetric $\chi'(T)$ peaks in *Origin 2024* software (Fig. 2) revealed a dominant 2D magnetic phase (flat nanoclusters within vdW gaps) coexisting with a minor 3D phase (defect-bound agglomerates). Isolating the purified 2D component exposed complex phase dynamics: upon cooling, the system transitions from a Superparamagnetic (SPM) to an intermediate Ferromagnetic (FM) state. Bounding the peak, the *Curie* (T_C) and *Kilanski* (T_K) temperatures were defined by the right and left inflection points ($\partial^2 \chi' / \partial T^2 = 0$), respectively. Crucially, the peak T_F signifies merely the onset of spin freezing, which culminates in a fully frustrated Cluster Glass state below T_K . Further cooling induces frustration via competing long-range RKKY interactions, ultimately freezing the system into a Cluster Spin Glass (CSG) state (with calculated Mydosh parameter $K \approx 0.07$ [2]) – a structural analogue to canonical spin glasses, just as SPM relates to paramagnetism. The frequency-dependent freezing temperatures T_F perfectly obey the *Vogel-Fulcher-Tammann* law:

$$\tau = \tau_0 \exp \left[\frac{E_a}{k_B (T_F - T_0)} \right] \quad (1)$$

where: τ is – characteristic relaxation time corresponding to the AC field frequency ($\tau = 1/f$); τ_0 – microscopic relaxation time («attempt time» for a 180° reversal of the magnetic moment); E_a – thermodynamic activation energy (anisotropy energy barrier); k_B – Boltzmann constant; T_F – dynamic freezing temperature corresponding to the experimental peak position; T_0 –

phenomenological Vogel-Fulcher temperature characterizing the strength of the intercluster interactions.

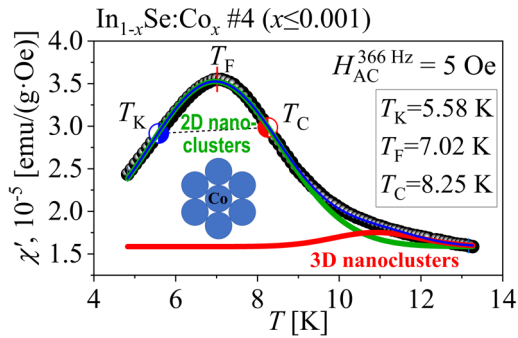


Fig. 2. Deconvolution of χ' into 2D and 3D components. Critical temperatures T_K , T_F , T_C and the shape of the 2D Co-nanocluster

s, the intercluster interaction temperature $T_0=6.09$ K, activation energy $E_a \approx 0.247$ meV and the thermodynamic barrier $E_a/k_B=2.87$ K. The slight experimental enhancement of the activation barrier is attributed to the edge magnetic anisotropy of the stable 7-atom 2D hexagonal clusters, dominated by their six uncompensated perimeter atoms (Fig. 2).

Geometric parameters of the 2D nanoclusters. The derived thermodynamic activation barrier ($E_a/k_B = 2.87$ K) allowed for the precise evaluation of the clusters' physical dimensions. The volume of a magnetic cluster can be estimated from the relation $V = E_a/K_{\text{eff}}$, ≈ 0.088 nm³, where $K_{\text{eff}} \approx 4.5 \times 10^5$ J/m³ is the effective magnetic anisotropy constant typical for bulk cobalt with a hexagonal close-packed (hcp) lattice. Given that the effective volume occupied by a single Co atom within a close-packed metallic lattice is approximately 0.011 nm³, this corresponds to a bulk equivalent of ~ 8 atoms. However, within the strict two-dimensional confinement of the vdW gaps, the intercalated Co forms ultra-small, structurally stable 2D nanoislands consisting of exactly 7 atoms. Such a 7-atom planar cluster represents a highly symmetric and energetically optimal hexagonal configuration (a central atom surrounded by a closed ring of six). The slight energy excess in the experimental barrier (relative to the calculated volume contribution) is directly caused by the strong edge magnetic anisotropy of the six uncompensated boundary atoms. This configuration minimizes the overall 2D edge energy, making the 7-atom cluster the most thermodynamically favorable structure within the vdW gaps (Fig. 2).

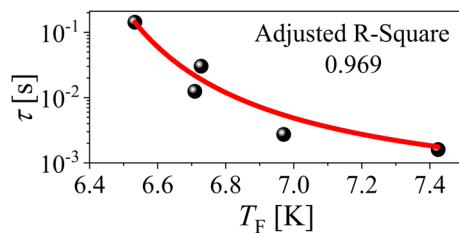


Fig. 3. Non-linear *Levenberg-Marquardt* fit of the experimental relaxation time $\tau(T_F)=1/f_{\text{ac}}$ data to Eq. (1)

Determination of the spin-glass parameters and cluster morphology. The fundamental parameters of the cluster spin-glass state (τ_0 , E_a/k_B , and T_0) were extracted via numerical methods using Origin 2024. A non-linear least-squares fitting of the experimental $\tau(T_F)$ data to the Vogel-Fulcher-Tammann equation (1) was performed using the iterative *Levenberg-Marquardt* algorithm (Fig. 3) [3]. This procedure successfully minimized the sum of squared deviations, reaching a global minimum with a high degree of convergence (Adjusted R-Square=0.969). So, this allowed for the rigorous and simultaneous determination of all three key system parameters: the macroscopic relaxation time $\tau_0=2.0 \times 10^{-4}$

Conclusions. High-sensitivity $\chi'(T)$ measurements of sub-threshold Co in InSe revealed robust diamagnetic shielding, confirming the formation of stable 7-atom 2D hexagonal nanoclusters. Upon cooling, these freeze into a *cluster spin glass* state obeying the Vogel-Fulcher-Tammann law. We anticipate higher concentrations will drive a percolation crossover to a 2D ferromagnetic state. Furthermore, the strong frequency-dependent shielding enables its use as a highly sensitive AC magnetic field frequency sensor.

References

- [1] P. Witte, A. M. van Koten and M. E. Kamminga, «Tuning the magnetic properties of van der Waals materials by intercalation», *Materials Advances*, V. 5, P. 6702-6718, 2024.
- [2] J. A. Mydosh, *Spin Glasses: An Experimental Introduction*, London: Taylor & Francis, 1993.
- [3] D. W. Marquardt, «An Algorithm for Least Squares Estimation of Nonlinear Parameters», *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics*, V. 11, P. 431-441, 1963.

VERIFICATION OF NANOCUSTER MORPHOLOGY IN Co-INTERCALATED InSe CONSIDERING EDDY CURRENT SHIELDING AND PERCOLATION DYNAMICS

Boledzyuk V. B.¹, PhD, Head of CB IPMS NASU; Kaminskii V. M.¹, PhD., Sen. Res.;
Slynyk V. E.¹, PhD., Sen. Res.; Kilanski L.³, Dr. hab., Prof. IP PAS; Piotrowska S.³, M.Sc.
¹ Chernivtsi Branch of Frantsevych Institute for Problems of Materials Science, NASU, Chernivtsi, Ukraine;
² Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland

Introduction. A sample of a vertical Bridgman-grown InSe single crystal was intercalated with cobalt under a constant in-plane magnetic field ($B \approx 1$ T). While Faraday coulometry suggested a nominal concentration of $x \approx 0.10$, high-resolution SEM/EDX microanalysis detected no trace of cobalt. Therefore, the actual Co content in the sample was estimated to be below the detection limit ($x \sim 0.001-0.005$). Nevertheless, magnetic measurements confirmed the presence of cobalt.

The Co atomic diameter (~ 2.5 Å) is comparable to the InSe *van der Waals* (vdW) gap width (3.0–3.5 Å). For this reason, the intercalated atoms are rigidly fixed through chemical bonding with the surrounding selenium atoms [1, 2]. To reveal configuration of the intercalated phase, we used afore an iterative analysis of the real part of the AC magnetic susceptibility $\chi'(T, f)$ (Fig. 1). Here: T_C – Curie temperature; T_F – spin-freezing onset temperature (maximal magnetic response); T_K – Kilanski temperature, quasi-symmetric counterpart to T_C , located to the left of T_F .

Results and discussion. To verify the previously proposed 7-atom (septet) configuration (Fig. 1), we performed a cross-check analysis of the cluster size using two independent physical approaches. The structure of the Co nanoclusters was assessed by comparing two characteristic radii: R_{VFT} (dynamic radius) derived earlier from the shifts of the T_F peaks on the $\chi'(T, f)$ dependencies via the *Vogel-Fulcher-Tamm* law (≈ 6.6 Å) – and R_{int} (interaction radius) calculated below from the analysis of 2D-percolation dynamics and inter-cluster interactions. Both methods yielded almost identical results, confirming a stable nanocluster radius of approximately 6.5 Å, which corresponds to the proposed 7-atom (septet) planar configuration within vdW gap.

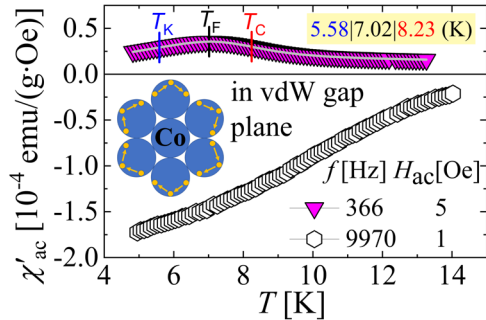


Fig. 1. Frequency crossover of $\chi'(T)$ for Co_xInSe ($x \leq 0.001$): cluster-spin-glass peak (366 Hz) vs. diamagnetic shielding (9970 Hz). Inset: 7-atom Co-nanocluster with coherent electron circulation

Determination of Co content via R_{VFT} and the real part of susceptibility χ' . The diamagnetic state ($\chi' < 0$) at $f = 9970$ Hz (Fig. 1) is interpreted as a manifestation of coherent nanoscopic shielding currents circulating within the individual cluster perimeters, forming macroscopic eddy currents (*Foucault* currents) that counteract the external field. Given the precise sample mass of 1.4727 g, the actual concentration of nanoclusters N was calculated by combining the specific dynamic susceptibility χ_{spec} with the cluster radius R_{VFT} (derived independently from relaxation dynamics): where: $\chi_{spec} \approx -1.72 \times 10^{-4}$ emu/(g·Oe) – specific dynamic magnetic

$$N = \frac{|\chi_{spec}|}{\pi R_{VFT}^3} \approx 7.3 \times 10^{17} \text{ g}^{-1} \quad (1)$$

susceptibility at 9970 Hz, taken at the minimum temperature where coherent diamagnetic shielding is maximal (Fig. 1); $R_{VFT} \approx 6.6$ Å – effective dynamic radius of the nanocluster's conductive perimeter. Based on the assumption of a 7-atom septet structure, this cluster concentration N gives us an *actual molar cobalt content* of $x \approx 0.00205$. This quantitative estimation perfectly aligns with the sub-threshold nature of the sample: the calculated value falls precisely within the detectability limit range ($x \sim 0.001-0.005$) of standard SEM/EDX techniques equipped with *Noran System 7* (NSS) software, explaining why these robust 2D-nanoclusters remain structurally "invisible" to conventional probing.

The percolation threshold. To confirm that these clusters are indeed 2D-planar and not 3D-spherical, we applied 2D continuum percolation theory [3]. The emergence of the ferromagnetic phase at $x \approx 0.12$ was modeled using the critical density criterion $B_c \approx 4.5$. The interaction radius R_{int} was determined as:

$$R_{int} = \sqrt{\frac{B_c}{n_c \pi}} \approx 6.7 \text{ \AA} \quad (2)$$

where: R_{int} – effective connectivity radius defining the threshold distance for magnetic exchange coupling; $B_c \approx 4.5$ – dimensionless average number of "bonds" per site for 2D continuum percolation; n_c – critical number density of the 7-atom nanoclusters at the percolation threshold.

The near-perfect match between R_{VFT} and R_{int} confirms that the magnetic transition is driven by the direct exchange coupling between adjacent clusters. This suggests that as the Co concentration increases, the electronic wavefunctions of the peripheral atoms overlap, establishing topological continuity and enabling the transition from a localized cluster-spin-glass state to a long-range 2D-ferromagnetic order.

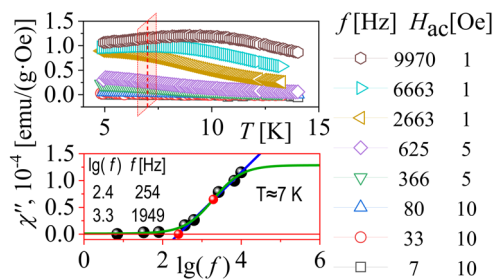


Fig. 2. Temperature-dependent imaginary AC magnetic susceptibility of Co_xInSe and its frequency cross-section at 7 K

2D-septet content. Verification of Co 2D-septet morphology in InSe via percolation and eddy current analysis enabled quantitative estimation of their fraction. The $\chi''(lgf)$ cross-section at 7 K (Fig. 2) reveals a relaxation shift: beyond $f_c \approx 254$ Hz, energy dissipation increases linearly with slope $S \approx 0.72$ as temperature rises. This confirms a narrow distribution of activation barriers. The fraction of 7-atom Co nanoclusters, $\eta \approx 88\%$, was determined as the relative amplitude of the relaxation transition $\eta = (A_2 - A_1)/A_2$, where A_1 and A_2 are the fitting parameters defining the boundaries of the linear transition within the Boltzmann

sigmoidal function, respectively. The characteristic relaxation frequency $f_{rel} = 10^{3.3} \approx 1949$ Hz (Fig. 2). The identified relaxation time of a septet's total magnetic moment $\tau = (2\pi \cdot f_{rel})^{-1} \approx 82 \mu s$.

Conclusions. High-sensitivity AC susceptibility enabled the determination of sub-threshold Co content $x \approx 0.00205$ invisible to SEM/EDX. The 7-atom hexagonal morphology (Fig. 1) is verified by the identity of two independent radii of the Co-nanoclusters: dynamic (R_{VFT} from Vogel-Fulcher-Tamm relaxation dynamics), and interaction (R_{int} from 2D-percolation dynamics) (Eq. 2). The Co nanoclusters are rigidly anchored within the 3.5 Å interlayer vdW gaps via chemical bonding with adjacent Se atoms. This configuration represents a thermodynamically optimized structural unit, stabilized by the minimization of 2D-edge energy and the strong magnetic anisotropy of the peripheral cobalt atoms.

We assume that the Co_xInSe system exhibits a distinct magnetic crossover from a localized cluster spin-glass state to a long-range 2D-ferromagnetic order upon reaching the percolation threshold $x \approx 0.12$, aligning with theoretical limits for 2D van der Waals magnets [4]. The values of the critical temperatures T_K and T_C were determined as the inflection points of the $\chi'(T)$ curve, where the second derivative is zero ($\partial^2 \chi' / \partial T^2 = 0$) (Fig. 1).

References

- [1] X. Zhang et al., "Structure and stability of noble metal nanoclusters on graphene," *PCCP*, vol. 15, 2013.
- [2] J. A. Rodriguez-Manzo & F. Banhart, "Creation of individual nanocrystals inside graphene gaps," *Nano Letters*, vol. 11, 2011.
- [3] B. I. Shklovskii and A. L. Efros, *Electronic Properties of Doped Semiconductors*, Springer-Verlag, 1984.
- [4] M. Gibertini, M. Koperski, A. F. Morpurgo, and K. S. Novoselov, "Magnetic 2D materials and heterostructures," *Nature Nanotechnology*, vol. 14, pp. 408–419, 2019.

ОБРОБКА МЕТАЛІВ ЕЛЕКТРОННИМ ПУЧКОМ НА ПРИСКОРЮВАЧІ З ПЛАЗМОВИМ КОМУТАТОРОМ СТРУМУ

Вінніков Д. В. к.т.н., с.н.с.; Бровкін Б. О. м.н.с.; Озеров О. М. м.н.с.; Ткачов В. І. м.н.с.; Катречко В. В. м.н.с.; Марченко С. В. лаб.фіз.лаб. 8розр.

Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України,
Харків, Україна

Пучково-плазмова обробка матеріалів в вакуумних умовах на прискорювачах заряджених часинок є сучасним методом модифікації поверхневих шарів та нанесення плівок з метою поліпшення технологічних властивостей металів і їх сплавів, одержання ними нових властивостей. Вакуумна пучково-плазмова обробка одночасно є наукоємним, високотехнологічним й чистим методом, тому його застосування є актуальним як в промисловості так і в атомній галузі, медичній та космічній сферах.

В ННЦ ХФТІ протягом останніх років проводяться дослідження на малогабаритному прискорювачі електронів прямої дії з індуктивним накопичувачем енергії (ІНЕ) та плазмовим комутатором струму (ПКС), щодо впливу електронних пучків і плазми на метали, полімери та композитні матеріали. Унікальність установки полягає в принципі її дії. При подачі напруги на електродну систему прискорювача утворюється струмовий шнур в задалегідь інжектований в об'єм плазми. За часом струм зростає і при певній його критичній величині шнур, що виконує функцію плазмового високовольтного розмикача, спрацьовує і плазма розривається. Опір плазми через яку тече струм може змінитись на два порядки з 0,01 Ом до $\sim 2 \dots 4$ Ом. При цьому струм не зникає повністю, а лише різко зменшується. Замагнічені електрони майже виключаються з процесу провідності і струм тече переважно іонною складовою, але іони важчі за електрони в 1840 і тому менш рухомі. Отже хоча провідність суттєво порушується, однак не зникає повністю. Час розмикання може складати близько 100 нс і на порядок менше. Стрімке порушення плазмової провідності плазми ПКС стрімко послаблює струм, що характеризується падінням його амплітудних значень у короткому часовому проміжку. За цей короткий час виникає вихрова електрорушійна сила, відбувається стрімке зростання напруги. Електрорушійна сила у багато разів перевершує первинну, при цьому при її певних порогових значеннях з торця катоду може відбуватись вибухова електронна емісія і таким чином утворюється сильнострумівий пучок [1,2].

Загальна схема прискорювача разом з діагностичними засобами, системою відкачки, місцем утворення плазмового комутатора струму та струмовим пучком показані на рис. 1.

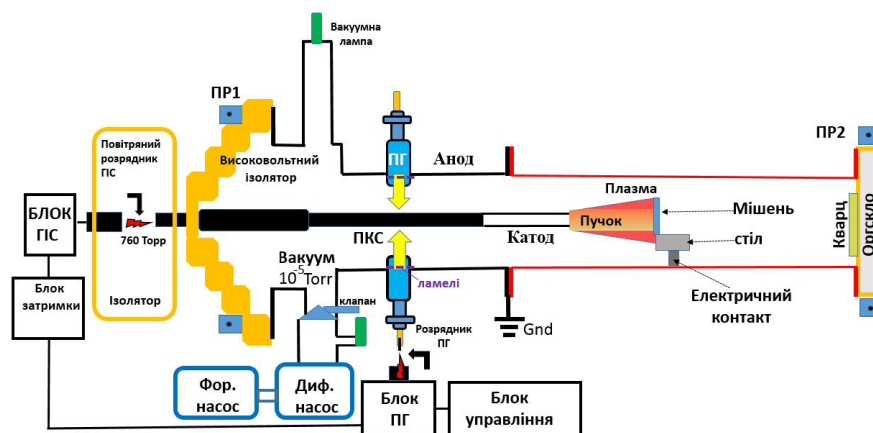


Рис. 1. Принципова схема прискорювача електронів прямої дії з ІНЕ та ПКС для пучково-плазмової обробки матеріалів

На рис. 2 зображені характерні осцилограми зафіксованих поясами Роговського струмів, визначена за осцилограмою струму крива індукованої напруги, та крива емісійного струму, що складається з струму пучка та утвореною ним плазми.

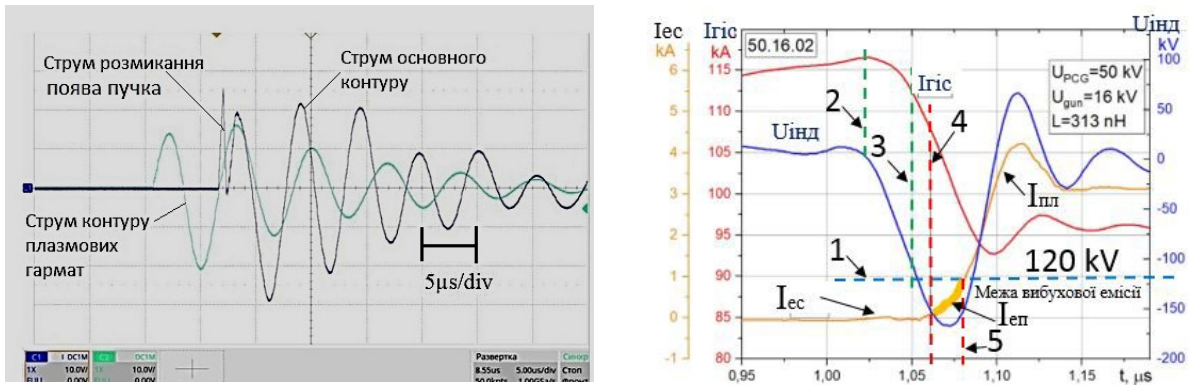


Рис. 2. Осцилограми струму основного контуру ГС та контуру живлення плазмових гармат. Осцилограми індукованої напруги, емісійного струму і струму основного розрядного контуру.

На рис.3 зображено характерний вигляд мішеней після обробки пакетами імпульсів.

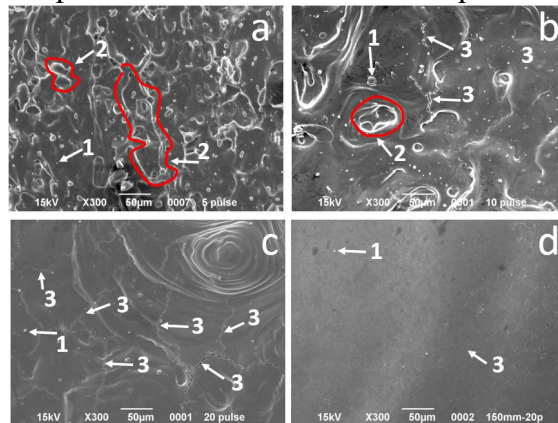


Рис. 3. Фото морфології поверхні оброблених зразків: на відстані 30 мм, а – після 5 імпульсів; б – після 10 імпульсів; с – після 20 імпульсів; д – після 20 імпульсів на відстані 150 мм. Зміна мікротвердості поверхні алюмінію марки АД0 за Віккерсом від кількості імпульсів.

Проведені дослідницько-пошукові експерименти з алюмінієм марки АД0, що використовується в сферах де необхідні особливо чисті умови продемонстрували, можливість застосування прискорювача в якості тест – системи властивостей поверхонь, а також для модифікації морфології поверхневих шарів матеріалів. Подібні тестування можуть бути корисними для перевірки якості сплавів та металів, щодо збереження властивостей поверхонь в умовах критичних температур, вище 1000°C . Були визначені робочі параметри, при яких забезпечувалось очищення поверхні від С і Н сполук, розплавлення поверхні та її вирівнювання за рівнем рельєфу. Визначені умови при яких збільшується твердість. Встановлено, що прискорювач ДІН-2К доцільно використовувати у якості інструменту, що дозволяє як тестувати якість поверхонь, так і здійснювати на них вплив з метою вдосконалення їх властивостей.

Список використаних джерел

- [1] D.V. Vinnikov, V.V. Katrechko, O.V. Manuilenko, O.M. Ozerov, I.N. Onishchenko V.I. Tkachev V.B. Yuferov, S.V. Marchenko. Improving the Functionality of the Small-dimension Accelerator DIN-2k with a Plasma Opening Switch // Problems of Atomic Science and Technology. 2024, № 3 (151) p. 60-66. <https://doi.org/10.46813/2023-146-036>
- [2] D.V. Vinnikov, I.N. Onishchenko, V.B. Yuferov, O.M. Ozerov, V.V. Katrechko, V.I. Tkachov, O.B. Batrakov, Pulsed electron beam processing of material surfaces using the accelerator with a plasma opening switch // XX International Scientific Conference Electronics and Applied Physics (APHYS) 22-25 October 2024, Kyiv. P.178-180.

ЕМІТАНС ПУЧКА ІОНІВ МАЛОПОТУЖНОГО ІОННОГО ВЧ-ДЖЕРЕЛА З МІКРОМЕТРИЧНИМ ЕКСТРАКТОРОМ

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.
Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Сучасні установки ядерного мікрозонда, що функціонують на базі електростатичних прискорювачів загального призначення (енергії 1–3 МеВ, струми до 100 мкА), потребують значних габаритів іонно-оптичних каналів (до 10 м) для досягнення високих коефіцієнтів зменшення. В ІПФ НАН України запропоновано альтернативну концепцію компактного мікрозонда [1], що базується на використанні спеціалізованих іонних джерел із низьким енергетичним розкидом (~10 еВ) та малими вихідними струмами (до 10 нА).

У межах цієї концепції розроблено індукційне ВЧ-джерело протонів ($^1\text{H}^+$) для стандартних методик, таких як PIXE, RBS та протонно-променевої літографії. Експлуатація джерела при низьких рівнях ВЧ-потужності (< 10 Вт) забезпечує мінімізацію енергетичного розкиду іонів до рівня 7,5–9,0 еВ. При використанні апертури 0,6 мм геометричний емітанс ε_{90} становить $9,8 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, а нормалізований емітанс — $0,8 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад} \cdot (\text{МеВ})^{1/2}$. З метою підвищення просторової роздільної здатності мікрозонда та мінімізації фазового об'єму пучка, діаметр отвору було зменшено до 50 мкм.

Детальний опис індукційного ВЧ-джерела наведено у праці [2]. Основу конструкції становить циліндрична кварцова розрядна камера з зовнішнім діаметром 34 мм та довжиною 70 мм. Введення енергії в систему здійснюється за допомогою мідного індуктора з діаметром провідника 4 мм, на який подається ВЧ-напруга потужністю до 10 Вт на частоті 45 МГц. Всередині колби знаходиться водень під тиском ~1 Па. Отримані позитивні іони витягуються з плазми за допомогою витягувального електрода (екстрактора). Прискорювальний електрод здійснює фокусування іонного пучка.

Енергетична ефективність пристрою характеризується споживаною потужністю генератора на рівні 8 Вт, при цьому, з урахуванням втрат та ККД, безпосередньо плазмою поглинається потужність, що не перевищує 5 Вт.

Емітанс ВЧ-джерела вимірювався за допомогою електростатичного сканера, схема та робота якого докладно описано в [3]. Даний пристрій виконано за схемою Аллісона.

Визначення емітансу зводиться до вимірювання розподілу інтенсивності іонного пучка $Z(x, x')$ за координатою x та кутом x' . Вимірний двовірний масив значень інтенсивності іонного пучка $Z(x, x')$ представляє собою розподіл густини струму пучка у фазовій площині x - x' . Масив $Z(x, x')$ дозволяє визначити основні характеристики іонного пучка: геометричний емітанс ε_{90} та середньоквадратичний емітанс ε_{rms} . [4].

Переріз розподілу $Z(x, x')$ при заданому пороговому значенні формує емітансну діаграму, площа якої, поділена на π , дорівнює емітансу пучка. При пороговому значенні 90% загального струму пучка відповідна емітансна діаграма зображує контур геометричного емітанса ε_{90} , що містить 90% повного струму пучка.

Поряд із геометричною інтерпретацією емітансу як площі контуру, що містить 90% усіх частинок пучка, існує статистичний підхід, у якому пучок розглядається як статистична множина точок у двовірному фазовому просторі [4]. Частинки всередині двовірного простору (x, x') можуть розглядатися як статистичний розподіл зі середніми значеннями $\langle x \rangle$ та $\langle x' \rangle$. У цьому випадку середньоквадратичний (rms) емітанс ε_{rms} має вигляд:

$$\varepsilon_{rms} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle x x' \rangle^2} = \sqrt{\sigma_x^2 \sigma_{x'}^2 - \sigma_{x x'}^2} \quad (1)$$

На рис. 1а показано тривірну поверхню розподілу інтенсивності $Z(x, x')$ іонного струму пучка, виміряну при напрузі екстракції $U_{ext} = 280$ В та прискорювальної напрузі $U_{acc} = 6,0$ кВ. Відповідна емітансна діаграма, яка зображує контур геометричного емітанса ε_{90} , що містить 90% повного струму пучка, приведена на рис. 1б.

При прискоренні пучка його емітанс зменшується. Для порівняння емітансів іонних джерел з різною енергією часто використовують величину енергетично нормалізованого емітансу, що дорівнює добутку $\varepsilon \cdot E^{1/2}$. Енергетично нормалізований емітанс пучка дорівнює $0,15 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад} \cdot (\text{MeV})^{1/2}$.

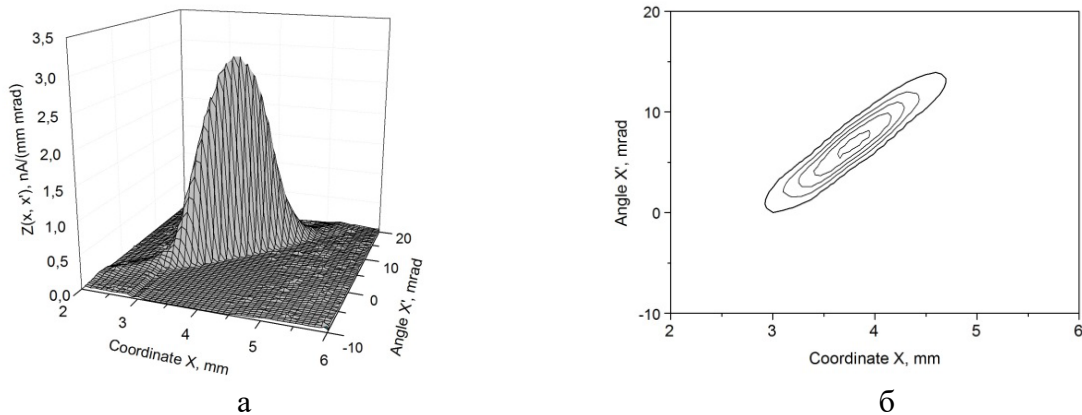


Рис. 1. а – Тривимірна поверхня розподілу інтенсивності струму пучка, б – контур ε_{90} емітанса.

Результати проведених експериментальних досліджень свідчать, що зменшення діаметра екстрактору з 0,6 мм до 0,05 мм забезпечило істотне покращення іонно-оптичних характеристик екстрагованого пучка. Попри очікуване зниження повного струму з 3,5 мкА до 100 нА, зафіксовано зростання локальної густини іонного струму з $1,2 \text{ mA/cm}^2$ до 5 mA/cm^2 , що вказує на вищу ефективність формування пучка. Аналіз фазових характеристик виявив зменшення геометричного емітансу ε_{90} з 9,8 до $1,4\text{--}2 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ та середньоквадратичного емітансу ε_{rms} з 2,2 до $0,32\text{--}0,44 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$. Відповідне зменшення продемонстрували також нормалізований емітанс ε_N (з 0,037 до $0,003\text{--}0,0047 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$) та енергетично нормалізований емітанс (з 0,8 до $0,1\text{--}0,15 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад} \cdot (\text{MeV})^{1/2}$), що є критично важливим для мінімізації фазового об'єму пучка в компактних системах. Отримані дані підтверджуються зміною просторових параметрів: поперечний діаметр пучка зменшився з 3,6 мм до $1\text{--}1,4$ мм, а повний кут розходження знизився з 30,8 мрад до $8,3\text{--}11,2$ мрад, що в сукупності підтверджує ефективність використання мікрометричної апертури для підвищення якості фокусування в установках ядерного мікрозонда.

Список використаних джерел

- [1] A.G. Ponomarev, A.A. Ponomarov, Nucl. Instr. and Meth. B. 497, 15-23 (2021). <http://doi.org/10.1016/j.nimb.2021.03.024>
- [2] V.I. Voznyi, A.G. Ponomarev, D.V. Mahilin, D.P. Shulha, V.A. Rebrov, Probl. At. Sci. Technol. №3 157, 94-99 (2025). <https://doi.org/10.46813/2025-157-094>
- [3] V.I. Voznyi, M.O. Sayko, A.G. Ponomarev, S.O. Sadovyi, O.V. Alexenko, R.O. Shulipa, East Eur. J. Phys. 3. 46-53 (2020), <https://doi.org/10.26565/2312-4334-2020-3-06>
- [4] P.M. Lapostolle, IEEE Trans. Nucl. Sci. 18(3), 1101 (1971), <https://doi.org/10.1109/TNS.1971.4326292>.

РЕЗОНАНСНЕ НАБЛИЖЕННЯ В ПРОЦЕСІ РОЗСІЮВАННЯ ЕЛЕКТРОНА НА МЮОНІ В ПОЛІ ІНТЕНСИВНОЇ ЛІНІЙНО-ПОЛЯРИЗОВАНОЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ

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

Створення аналітичної теорії, яка б дозволяла описувати результати експериментів зі зіткнення електронних пучків з лазерними полями екстремальної інтенсивності є викликом для квантової електродинаміки в сильних полях. Для опису експериментів, зазвичай, використовуються числові методи, засновані на деяких наближеннях, таких як метод еквівалентних фотонів, наближення світлового фронту тощо. У цій роботі автори застосовують резонансне наближення для дослідження процесу розсіювання електрона на мюоні в полі інтенсивної електромагнітної хвилі. Цьому наближенню відповідає вихід проміжного фотону на масову поверхню: $\kappa^2 = 0$, де $\kappa \equiv \kappa(l_1)$ — 4-імпульс проміжного фотона, що відповідає парціальному процесу для якого l_1 кількість фотонів поглинутих із хвилі в першій половині процесу ($l_1 \geq 1$). Вибір цього наближення для дослідження зумовлений такими міркуваннями: по перше, ми маємо реперну точку – в цій області більш загальна теорія повинна співпадати з резонансним наближенням; по друге, через те, що в області резонансу ми маємо розбіжність в знаменнику ймовірності, який усувається процедурою Брейта-Вігнера [1], але вклад резонансної області залишається значним і порівняний з вкладом всієї поза резонансної області.

Показано, що умови резонансного перебігу процесу відповідають напрямкам вильоту проміжного фотону, що лежать на поверхні конуса, утвореного вектором \vec{h} , з напівкутом при вершині, що визначається із рівняння:

$$\cos \alpha = h_0 / |\vec{h}|, \alpha = \angle(\vec{h}, \vec{n}_\kappa). \quad (1)$$

Тут \vec{n}_κ – напрямок вильоту проміжного фотона; h_0, \vec{h} – компоненти 4-вектора:

$$h = (h_0, \vec{h}) = \frac{\tilde{p}_i + l_1 k}{l_1 (k p_i)} - \frac{\tilde{\Pi}_i - l_2 k}{l_2 (k \Pi_i)}, \quad (2)$$

де $\tilde{p}_i, \tilde{\Pi}_i$ – квазіімпульси початкових електрона і мюона в полі електромагнітної хвилі [1], l_2 – число фотонів, що випромінюються у хвилю в другій половині процесу. Крім того із (1) слідує, що резонансний перебіг процесу можливий за умови, що 4-вектор h просторовоподібний:

$$h^2 < 0. \quad (3)$$

Ця умова звужує область можливих значень параметрів початкових частинок для парціальних процесів для яких $l_1 > l_2$, а саме резонансний перебіг процесу можливий лише в області

$$\bar{x}_- \leq x \leq \bar{x}_+, \quad \bar{x}_\pm = t \pm \sqrt{t^2 - 1}. \quad (4)$$

значень параметрів початкових частинок, обмежених нерівністю:

Тут

$$x = \frac{u_{l_1}}{\mu U_{l_2}}, \quad \tau = \frac{(\tilde{\Pi}_i \tilde{p}_i)}{\tilde{m} \tilde{m}_\mu}, \quad \mu = \frac{\tilde{m}_\mu}{\tilde{m}}, \quad t = \tau + \frac{1}{2} \left(\frac{u_{l_1}}{\mu} + \mu U_{l_1} \right), \quad (5)$$

де \tilde{m} , \tilde{m}_μ – ефективні маси електрона і мюона [1] в полі лінійно-поляризованої електромагнітної хвилі; u_l – інваріантний параметр, введений в роботі [2] та його узагальнення на випадок мюона:

$$u_l = lu_1, \quad u_1 = \frac{2(kp_l)}{\tilde{m}^2}, \quad U_l = lU_1, \quad U_1 = \frac{2(k\Pi_l)}{\tilde{m}_\mu^2}. \quad (6)$$

В резонансному наближенні парціальна ймовірність знаходиться за умови, що скрізь крім знаменника, вираз для ймовірності розраховується за умови резонансу: $\kappa^2 = 0$, а знаменник, який за цієї умови, обертається в нуль, розраховується додаванням до маси проміжної частинки уявного доданку, який враховує уширення проміжного стану. Причому на відміну від випадку електронного проміжного стану, де уширення викликане розпадом проміжного стану через випромінювання фотона, механізм уширення через розпад проміжного фотонного стану з утворенням електрон-позитронної пари не суттєвий, через значно меншу його повну ймовірність у порівнянні з повною ймовірністю випромінювання фотона. Тому уширення проміжного фотонного стану відбувається через уширення станів початкових і кінцевих електронів та мюонів, викликане кінцевим життям їх у певному стані. Головний механізм руйнування стану це випромінювання фотонів, а вкладом інших процесів ми можемо знехтувати.

Ймовірність для парціального процесу в резонансному наближенні може бути записана у вигляді формули Брейта-Вігнера:

$$\frac{dW_{res}^{(l_2, l_1)}}{d\Omega_f} = \frac{w_0}{\beta_{res}^2 + (\Gamma_i + \Gamma_f)^2 \tilde{m}^{-2}} H, \quad (7)$$

де w_0 – нормувальна стала; $\Gamma_{i,f} = \frac{\tilde{E}_{i,f}}{\tilde{m}} W_{i,f}$, $W_{i,f}$ – повна ймовірність випромінювання фотона початковим (кінцевим) електроном; $\beta_{res} = \kappa^2 / \tilde{m}^2$ – резонансний параметр; H має вигляд:

$$H = w_{unres}(2) \cdot w_{unres}(1) + (w_1(2) - w_2(2))(w_1(1) - w_2(1)) + \\ + (w_{\pi/4}(2) - w_{-\pi/4}(2))(w_{\pi/4}(1) - w_{-\pi/4}(1)) + (w_+(2) - w_-(2))(w_+(1) - w_-(1)), \quad (8)$$

де $1 = (p_f, p_i)$ – сукупність параметрів, що визначають 1-ий підпроцес: випромінювання проміжного фотона початковим електроном; $2 = (P_f, \Pi_i)$ – 2-го підпроцесу: поглинання проміжного фотона початковим мюоном. Кожен із доданків у виразі (8) пов'язаний із поляризаційними властивостями проміжного фотону. Зокрема, перший відповідає не поляризованому стану, інші три відповідають ефектам пов'язаним із лінійною поляризацією, поляризацією під кутом $\pi/4$ та циркулярною поляризацією.

Отже ймовірність процесу резонансного розсіювання електрона на мюоні в полі електромагнітної хвилі можна записати у вигляді формули Брейт-Вігнера. У цей вираз також входять величини, що визначають ймовірності підпроцесів 1-го порядку за сталою тонкої структури, що враховують поляризаційні ефекти пов'язані з проміжним фотоном.

Список використаних джерел

[1]. L.P. Pitaevskii V.B. Berestetskii, E.M. Lifshitz. Relativistic Quantum Theory. Pergamon. Oxford, 1971.

[2]. V.I. Ritus, A.I. Nikishov. Quantum electrodynamics of phenomena in an intense field. Trudy FIAN. 1979, 111. p. 1-279.

ЦИФРОВА ТРАНСФОРМАЦІЯ МЕТОДИКИ НАВЧАННЯ ФІЗИКИ: ТЕНДЕНЦІЇ ТА ІНСТРУМЕНТИ

Гевко Б.Я., магістрант, Школа О.В., д.пед.н., професор
Бердянський державний педагогічний університет

У сучасних умовах стрімкого розвитку технологій і цифровізації суспільства традиційні підходи до навчання потребують суттєвого оновлення, особливо у викладанні фізики як складної й фундаментальної природничої науки. Сучасні школярі покоління Z орієнтовані на динамічне, наочне та інтерактивне сприйняття інформації, а тому цифрові технології на уроці вже не є цікавим доповненням, а скоріше необхідністю. Усе ширше у шкільній практиці запроваджуються такі освітні інструменти як віртуальні лабораторії, інтерактивні симуляції, цифрові вимірювальні комплекси, мобільні застосунки фізичного спрямування для смартфонів та ін. Очевидно, що такі зміни не заперечують дидактичну цінність класичних методів і підходів: структура курсу, як і раніше, ґрунтується на відомих фундаментальних розділах науки, а пізнавальна діяльність школярів включає як репродуктивний, так і евристичний, творчий, дослідницький компоненти. Разом із тим сучасний зміст освіти збагачується елементами новітніх наукових досягнень: положеннями теорії відносності, здобутками астрофізики, квантовими явищами та нанотехнологіями, що сприяє формуванню цілісного наукового світогляду і стилю мислення учнів. У зв'язку з цим державними нормативними освітніми документами (Концепція НУШ, Держаний стандарт та ін.) чітко зазначено провідні методологічні підходи до організації освітнього процесу: орієнтацію на особистісно орієнтований, компетентнісний, діяльнісний та STEM-підхід до навчання природничих дисциплін.

Однією з провідних тенденцій сучасної методики навчання фізики є орієнтація на дослідницький характер пізнавальної діяльності школярів. Учні мають не просто засвоювати готові знання, а активно залучатися до процесу їх здобуття: вчитися спостерігати фізичні явища і процеси, висувати гіпотези про їх природу і сутність, моделювати досліджувані об'єкти та явища, планувати експеримент, проводити вимірювання, аналізувати та узагальнювати результати, робити обґрунтовані висновки. Такий підхід розвиває їх фізичне мислення та дослідницькі компетентності. Зазначені зміни відображаються і в організації лабораторних робіт: якщо раніше вони зводилися переважно до відтворення готових інструкцій, то нині акцент переноситься на самостійну пізнавальну діяльність. Фізичний експеримент дедалі більше набуває рис наукового дослідження – від постановки проблеми й висунення гіпотези до аналізу похибок і формулювання висновків. Такий підхід сприяє не тільки глибшому осмисленню учнями фізичних явищ і процесів, ключових понять, принципів і законів, але й забезпечує у контексті зазначених вище методологічних підходів формування необхідних експериментаторських умінь і навичок [1].

Суттєво розширюють дидактичні можливості освітнього процесу цифрові інструменти. Серед найефективніших – *інтерактивні симуляції* (PhET від університету Колорадо та Vascak), які дозволяють візуалізувати абстрактні фізичні процеси: поширення простором звукових хвиль, рух електронів, електромагнітні явища та ін. За допомогою таких симуляцій учень може змінювати параметри моделей і спостерігати результати в реальному часі, що перетворює його з пасивного спостерігача на активного дослідника. Важливим доповненням до них є *віртуальні лабораторії*, що надають можливість безпечно проводити досліди, недоступні у звичайних умовах: моделювати рух і взаємодію тіл в умовах змінної гравітації, візуалізувати броунівський рух частинок, поширення звукових та електромагнітних хвиль, ядерні процеси. Серед відомих платформ цього типу – Go-Lab та Labster [2]. Ефективність цифрових інструментів особливо помітна при використанні комп'ютерного моделювання складних природних явищ. Наприклад, гравітаційних хвиль, відкриття яких у 2015 році підтвердило передбачення загальної теорії відносності й стало зразком поєднання

фундаментальної теорії з технологічним прогресом. Такий природний зв'язок між теорією і практикою, наукою і технологіями є важливим мотиваційним чинником для школярів у навчанні фізики.

Окремим і дедалі вагомішим інструментом навчального пізнання стає *штучний інтелект* (ШІ). Очевидно, що його використання людиною як джерела інформації, критичного аналізу, узагальнення та презентації має важливі етичні аспекти, пов'язані із самостійністю та відповідальністю. Разом з тим ШІ відкриває нові можливості у навчанні фізики: він підлаштовується під темп і стиль кожного учня, допомагає розібратися в складному матеріалі, узагальнити та презентувати інформацію, забезпечує автоматизований зворотній зв'язок при розв'язуванні задач, виконанні лабораторних робіт, генерації диференційованих тестових завдань.

Не менш важливу роль відіграють *онлайн-платформи* та *мобільні додатки*, які забезпечують гнучкість і доступність навчання – можливість опрацювати матеріал у будь-який час і в будь-якому місці. Такі ресурси дозволяють педагогам оперативно відстежувати індивідуальний прогрес учнів і здійснювати персоналізований супровід. Серед корисних мобільних інструментів можна відзначити Physics Toolbox Suite (проведення вимірювань за допомогою датчиків смартфона), PhyWiz (розв'язування фізичних задач), а також AR Book, що реалізує елементи доповненої реальності. Органічним розвитком цього напрямку є STEM-орієнтований підхід, який передбачає інтегроване вивчення природничих наук, технологій, інженерії та математики. Виконання учнями міждисциплінарних проєктів у рамках цього підходу забезпечує формування необхідних ключових і предметних компетентностей, розвиток конструктивного і технологічного мислення, розв'язання реальних практико-орієнтованих проблем.

Отже, інтеграція цифрових технологій і дослідницького STEM-орієнтованого підходу є стратегічним напрямом модернізації сучасної фізичної освіти. Вона підвищує пізнавальну мотивацію, розвиває критичне мислення і дослідницькі уміння учнів, збагачує їх практичний досвід. Водночас педагогічно доцільне та оптимальне поєднання інноваційних і традиційних підходів залишається необхідною умовою ефективності освітнього процесу. До перспективних освітніх тенденцій можна віднести: подальшу цифровізацію освітнього процесу, упровадження технологій ШІ, розширення можливостей змішаного навчання. Реалізація цих тенденцій дає підстави сподіватися, що пізнавальний інтерес сучасних школярів до вивчення природничих дисциплін, зокрема фізики, поступово зростатиме, сприяючи формуванню мотивованого, компетентного й науково орієнтованого покоління.

Список використаних джерел:

[1] Сільвейстр А., Моклюк М. Теоретичні аспекти розвитку методики навчання фізики в Україні. *Наукові записки Вінницького держ. пед. ун-ту імені М.Коцюбинського*. Серія: Теорія та методика навчання природничих наук, №6, с.46-53, 2024. <https://doi.org/10.31652/2786-5754-2024-6-46-53> (дата звернення: 12.03.2026).

[2] Ткаченко В., Жадан О. Використання інтерактивних симуляцій на уроках фізики у старшій школі. *Методика навчання фізики та астрономії в закладах загальної середньої та вищої освіти*. Збірник наук. праць фізико-матем. фак.-ту ДДПУ, №14, с.148–153, 2024. <https://doi.org/10.31865/2413-26672415-3079142024311518> (дата звернення: 02.03.2026).

МОДЕРНІЗАЦІЯ ТА ОТРИМАННЯ ВАКУУМ-ЧИСТОЇ ПОВЕРХНІ ПОВОРОТНОЇ КАМЕРИ ПРИСКОРЮВАЧА ЯДЕРНОЇ ПІДКРИТИЧНОЇ УСТАНОВКИ «ДЖЕРЕЛО НЕЙТРОНІВ»

Гордієнко О.М., мнс, Грєвцев В.Г., к.т.н., Мициков А.О., к.ф.-м.н., с.н.с.,
Зелінський А.Ю., к.ф.-м.н., с.н.с.

Національний науковий центр «Харківський фізико – технічний інститут»,
Харків, Україна

У Національному науковому центрі «Харківський фізико-технічний інститут» тривають роботи з введення в експлуатацію ядерної підкритичної установки (ЯПУ) «Джерело нейтронів» ННЦ ХФТІ (рис. 1) [1, 2, 3]. Підкритична збірка є установкою з прискорювально-керуваною системою і призначена для отримання інтенсивних потоків нейтронів, які

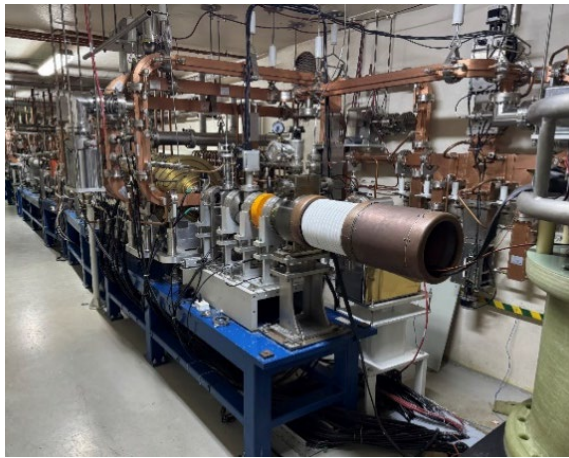


Рис. 1. Прискорювач електронів ЯПУ

використовуються в наукових дослідженнях і для прикладних цілей, а також вивчення характеристик і параметрів середовища що розмножує нейтрони.

Під час збірки, введення в експлуатацію та випробувань установки було встановлено, що поворотна 45° вакуумна камера (рис. 2), основне значення якої здійснити поворот пучка електронів, спроектована, розроблена та поставлена ІНЕР (Пекін, Китай) у ННЦ ХФТІ, не відповідає дуже важливим вимогам, а саме:

1 - камера не забезпечує можливості контролю положення електронного пучка на нейтрон-утворюючу мішень; 2 - з'єднання вакуумної камери на вході та виході є жорстким. З цих причин була спроектована, виготовлена та встановлена нова поворотна вакуумна камера. Нове технічне рішення має

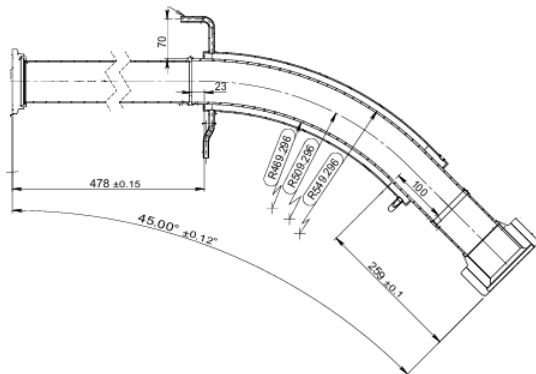


Рис. 2. Спочатку спроектована поворотна вакуумна камера



Рис. 3. Нова вакуумна камера

застосовані технологічні прийоми, що забезпечують чистоту вакуумних поверхонь деталей та

вузлів для зниження потоків десорбції [6]. До них відносяться: механічне та хімічне знежирення, хімічне полірування, миття в лужних розчинах з додаванням поверхнево-активних речовин і накладенням ультразвуку, промивання в дистильованій та деіонізованій воді, сушіння гарячим повітрям або інертним газом, нагрівання вакуумної камери *in situ*. Для дослідження вакуумних властивостей, технологічних та фізичних процедур очищення вакуумної поверхні поворотної камери, реєстрації парціального складу залишкового газу була розроблена та виготовлена вакуумна установка (стенд). Необхідні вакуумні умови на експериментальному стенді забезпечувалися безмасляними насосами різного типу та швидкодії. Вимірювання тиску забезпечували манометричними перетворювачами. Визначення парціального складу залишкового газу на вакуумному стенді проводилося цифровим мас-спектрометром.

Висновки

Поворотна радіаційно-стійка камера, що пройшла вакуумні випробування, була встановлена у проектне положення та інтегрована у вакуумну систему з іншими елементами прискорювача, дозволяючи оптимізувати режими роботи [7, 8]. Наочним результатом якості очищення внутрішньої поверхні є те, що після повного збирання вакуумної системи було отримано робочий тиск $\sim 5.8 \times 10^{-8}$ Торр, що забезпечило умови для успішного фізичного пуску та подальшої експлуатації [9].

Список використаних джерел

- [1] A. Zelinsky, O. Bezditko, P. Demchenko et al. // NSC KIPT neutron source on the base of subcritical assembly driven with electron linear accelerator // *Proceedings of IPAC 2013*. 2013, p. 3481 - 3483.
- [2] A. Zelinsky, Y. Chi, S. Pei, et al. Design studies on 100 MeV/100 kW electron linac for NSC KIPT neutron source on the base of subcritical assembly driven by linac // *Proceedings of IPAC 11*. 2011, p. 1075 - 1077, TUPC034.
- [3] I.M. Karnaukhov, O.P. Bezditko, B.V. Borts et al // Reactivity measurement methods and the first results of the physical start-up for the nuclear subcritical facility “Neutron Source. *ISSN 2071-0194. Ukr. J. Phys.* 2023. Vol. 68, No., pp. 147–161
- [4] E. Al - Dmour // *Fundamentals of Vacuum Physics and Technology* // Proc. of the 2017 CERN Accelerator School course on Vacuum, pp. 1–21
- [5] B.D. Ershov et al. *Synchrotron accelerator vacuum systems and accelerator storage complexes*, Revie OA - 49. L.: NIIIEFA, 1982, 101 p.
- [6] Gordienko A.N., Grevtsev V.G., Zvonareva O.D., et al. (2009). Problems of obtaining and maintaining the ultrahigh vacuum in the accumulator N - 100 M – the source of the compton emission NESTOR // *Problems of Atomic Science and Technology*, 2009 № 6 (64), pp 56 - 59.
- [7] A.N. Gordienko, V.G. Grevtsev, I.M. Karnaukhov, A.O. Mytsykov, A.Yu. Zelinsky // Vacuum system of the NNC KIPT SCA "Neutron source". The first section of the linear accelerator // *Problems of Atomic Science and Technology*, 2025, №2 (156), p. 159 - 165.
- [8] A.N. Gordienko, V.G. Grevtsev, A.O. Mytsykov, A.Yu. Zelinsky // Vacuum system of the NSC KIPT SCA “Neutron source”. Bending part of the Liner accelerator transportation channel // *Problems of Atomic Science and Technology*. 2025. Vol №6 (160).
- [9] I.M. Karnaukhov, O.P. Bezditko, B.V. Borts, et al. Research of neutron-physical characteristics of the Subcritical Nuclear Facility “Neutron Source” of NSC KIPT during the physical start-up // *Dopov. Nac. akad. nauk Ukr.* 2024. N 3.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ОЦІНКА ОПОРУ ВИРИВУ ОРТОДОНТИЧНИХ МІНІІМПЛАНТАТІВ

Даниляка А. П., студентка; Петухова Х. В., студентка; Мусієнко О. С., PhD, старший викладач

КПІ ім. Ігоря Сікорського», м. Київ, Україна

У сучасній стоматології існує ряд ефективних методів лікування та корекції стоматологічних дефектів. Але питання надійності ортодонтичних міні імплантатів як тимчасових елементів залишається актуальним через проблематику недостатньої кількості досліджень та перевіреної інформації. Незважаючи на поширеність застосування, у клінічній практиці нерідко виникають ускладнення: відмова цих імплантата, мікрорухомість, некоректність встановлення, недостатня фіксація та неправильне використання. Подібні фактори можуть спричинити травматизацію ротової порожнини, передчасну втрату імплантата та необхідність повторного хірургічного втручання. Зниження ризику та дискомфорту значною мірою визначається оптимізацією параметрів імплантата, а також забезпеченням ефективного механічного контакту з кістковою тканиною, що впливає на його стабільність під дією зовнішніх навантажень [1].

В межах цієї роботи було проведено експериментальне оцінювання механічної стабільності ортодонтичних міні імплантів при дії зовнішнього навантаження на вирив - один із ключових критеріїв надійності їх фіксації в умовах клінічного застосування. Основною метою випробування було визначення граничного зусилля для руйнування, вириву чи незворотної деформації з'єднання «імплантат - модель кісткової тканини» і оцінка жорсткості системи при статичному навантаженні, якщо закріплення щодо горизонталі мали кути 0° , 45° та 90° . Отримані результати з трьох випробувань мають порівняльну ціль: аналіз різних виконань міні імплантів та кутів їх встановлення, обґрунтування оптимальної геометрії для забезпечення підвищеної стабільності, міцності та жорсткості безпосередньо в щелепі людини.

Об'єктом дослідження були п'ять зразків міні імплантатів ортодонтичного типу №1-№5:

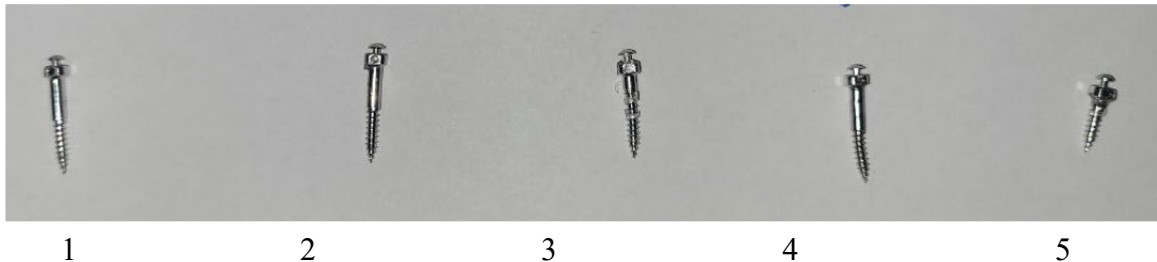


Рис. 1. Загальний вигляд міні імплантатів

Міні імплантати були виготовлені із титанового сплаву Ti-6Al-4V методом механічної обробки. Геометричні параметри зразків відрізнялися загальною довжиною, довжиною різьбової частини та діаметром. Геометричні характеристики міні імплантатів наведені в таблиці 1.

В рамках дослідження було проведено порівняльний аналіз впливу цих конструктивних параметрів на опір вириву та деформаційні характеристики.

Для імітації губчастої кісткової тканини кожен міні імплантат було закріплено в епоксидній смолі, механічні властивості якої наближені до біологічної тканини.

Після затвердіння епоксидного матеріалу формувалися зразки прямокутної форми з поперечним перерізом та висотою в 25-30 мм, у яких при дослідженні закріплювався імплантат під кутом 90° , 0° та 45° . Випробування виконувалися на універсальній випробувальній машині TIRATEST-2151 зі швидкістю переміщення захвату 20 мм/хв. Після закінчення експерименту отримані залежності типу «сила - видовження» для кожного зразка.

За результатами побудованих діаграм визначалися основні механічні характеристики: максимальне навантаження вириву, переміщення при досягненні максимального навантаження та жорсткість з'єднання.

Таблиця 1

Геометричні характеристики міні імплантів

№	Загальна довжина, мм	Довжина різьби, мм	Діаметр, мм
1	13.8	7.5	1.99
2	16.7	7.84	1.97
3	15.4	9.74	1.99
4	16.86	7.71	1.98
5	11.39	6.23	1.96

Найбільше максимальне навантаження отримано для зразка №5 під кутом 90° і становить 153 Н при переміщенні 1.817 мм, що свідчить про високий опір вириву. Близький за величиною показник навантаження зафіксовано у зразка №2 під кутом 90°, де сила рівна 102 Н при переміщенні 1,846 мм. Продемонстрував середній рівень міцності з'єднання зразок №3 під кутом 0° з силою 81 Н та переміщенням 0,574 мм відповідно, тоді як найнижчий результат зафіксовано у зразка №4 під кутом 45°: сила - 50 Н; переміщення - 0,254 мм, - що може бути пов'язано з менш ефективною взаємодією різьби з матрицею, зменшеною площею контакту та/або особливостями профілю різьблення.

З отриманих даних можна зробити висновок, що високий показник міцності вириву не завжди супроводжується максимальною жорсткістю з'єднання. Стабільність системи повинна оцінюватися комплексним підходом з урахуванням різних факторів.

Узагальнюючи результати випробувань, можна стверджувати, що найбільш збалансовані механічні характеристики продемонстрував зразок №3 під кутом 0°, який поєднує максимальну несучу здатність та одночасну жорсткість системи. З інженерної точки зору, дана конфігурація може вважатися найбільш ефективною для забезпечення первинної стабільності міні імпланта при осьовому навантаженні. Зразки №5 під кутом 90° та №2 під кутом 90° доцільно розглядати як конструкції з максимальним опором руйнуванню, але з меншою жорсткістю, що відіграє не менш важливу роль при оцінці мікрорухомоті імпланта в початковий період експлуатації, тобто до повного заживлення щелепи та десен в реальних умовах використання. Отримані експериментальні дані можуть бути використані, як фундамент для подальших досліджень. Особливо це буде доречним при чисельному моделюванні напружено-деформованого стану системи методом скінченних елементів, а також для подальшого вдосконалення профілю різьби й вибору оптимальних геометричних параметрів, кутів встановлення та інших нюансів ортодонтичних міні імплантів при встановленні в щелепу з метою підвищення їхньої надійності в клінічних умовах та комфорту носіння в буденному житті.

Список використаних джерел

[1] Hryva, L., & Musiienko, O. (2025). Experimental study of the model "Mini implant - bone tissue": determination of the ultimate load when creating a temporary support. *Oral and General Health*, 6(4), 186–190. <https://doi.org/10.22141/ogh.6.4.2025.261>

ПОПЕРЕДНІ РЕЗУЛЬТАТИ ЗАСТОСУВАННЯ ФАЗОВОГО МЕТОДУ ДО АНАЛІЗУ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ СПЕКТРІВ ЧАСУ ЖИТТЯ ПОЗИТРОНІВ

Дудник А.Б.¹, н.с.; Крикля С. В.¹, м.н.с.

¹Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

В роботі [1] було розглянуто фазовий метод (ФМ) аналізу модельних спектрів часу життя позитронів (СЧЖП або PALS спектрів), який дозволяє отримувати фазові траєкторії фізично значущих оцінок PALS спектрів з суттєво меншим рівнем відносних випадкових флуктуацій в порівнянні з рівнем флуктуацій оцінок, отриманих при загальноприйнятій зваженій підгонці (χ^2 -методі) моделі до експериментального PALS спектру. Застосування ФМ є дуже привабливим для аналізу експериментальних PALS спектрів. В даній роботі наведені попередні результати застосування ФМ до експериментального PALS спектру (Рис.1), отриманого групою позитронної анігіляції на факультеті математики та фізики Карлового університету в Празі. Цей спектр знаходиться у вільному доступі на сайті групи [2].

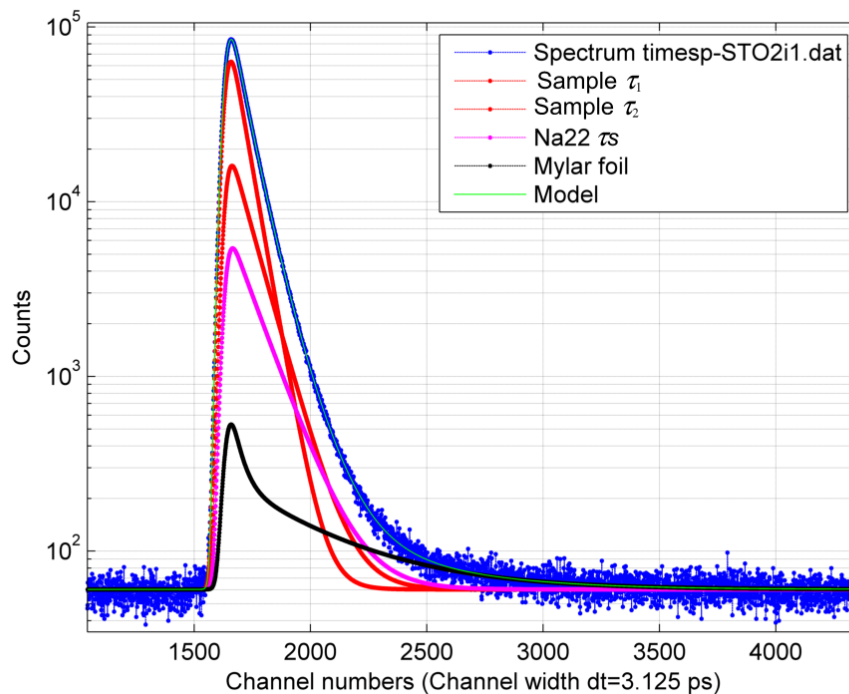


Рис. 1. Експериментальний PALS спектр (Test spectrum), який описується моделлю з наступних компонентів: 1) дві компоненти досліджуваного зразка (Sample τ_1 , Sample τ_2); 2) компонента джерела позитронів ^{22}Na τ_s ; 3) дві компоненти майларової оболонки джерела позитронів з короткоживучого парапозитронія (p-Ps - 0,125 нс) та довгоживучого ортопозитронія (o-Ps \approx 1,25 нс). Сумарна кількість відліків у спектрі $N_{\text{tot}} = 10212604$. Якість підгонки моделі складає $\chi^2 = 1,0363 \pm 0,0141$.

Вхідними даними для ФМ аналізу в цій роботі використовувалися оцінки параметрів наведеного PALS спектру за χ^2 -методом, отримані за допомогою PLRF коду [3], розробленого в Празі, який також знаходиться у вільному доступі [2]. PLRF код використовує код мінімізації Minuit 2 [4] з бібліотеки ROOT, розробленої в ЦЕРНі. Пошук рішення за допомогою кода Minuit 2 можна вважати дуже ефективним в даний час. Цей пошук виконується у три етапи: спочатку за допомогою методу Монте-Карло, далі, за допомогою методу Нелдера-Міда, та, наприкінці, за допомогою градієнтної мінімізації.

В роботі [1] було показано, що ФМ знаходить фазові траєкторії оцінок $[\tau_{s_l}, I_{s_l}]$, які пов'язані співвідношенням

$$\tau_{av} \approx \sum_{l=1}^L I_s \tau_s \quad (1)$$

де τ_{av} - середня постійна часу, τ_s – постійна часу l -ї експоненційної згасаючої компоненти, I_s – інтенсивність l -ї компоненти, L – кількість компонент.

При застосуванні ФМ до аналізу PALS спектру в даній роботі виконувалась підгонка фазової траєкторії моделі до фазової траєкторії PALS спектру для компонентів з найбільшою статистичною кореляцією, тут Sample τ_1 та Sample τ_2 у зразку. В результаті, були скориговані інтенсивності цих компонент (I_1 та $I_2 = 1 - I_1$). Далі, була скоригована інтенсивність компоненти джерела позитронів I_s . Якість підгонки моделі після даної корекції суттєво не покращилась - $\chi^2 = 1,0355 \pm 0,0141$. Це пояснюється малою відстанню між фазовими траєкторіями PALS спектру та моделі, у межах довірчого діапазону $\pm 1 \cdot \text{STD}$ (68,3%).

Таблиця 1

Порівняльні результати розрахунків для ФМ та χ^2 -методу наведені у Таблиці 1. Слід зазначити, що значення оцінок ФМ суттєво не відрізняються від значень оцінок, отриманих за допомогою кода PLRF. Це пояснюється великою кількістю відліків у експериментальному PALS спектрі ($N_{\text{tot}} = 10212604$). Однак розкид значень оцінок $\pm 1 \cdot \text{STD}$ при ФМ є суттєво меншим.

Дані розрахунки є попередніми. Для повного аналізу фазовим методом у даному випадку необхідно уточнити вхідні оцінки параметрів функції роздільної здатності, а саме, ширин гаусіан ω_1 та ω_2 , їх часового зміщення DT, а також опорного часу T_0 . Такий аналіз можна виконати, після отримання оцінок Sample τ_1 , Sample

Порівняльні результати розрахунків для ФМ та χ^2 -методу

Параметр	PLRF	ФМ
Джерело позитронів ^{22}Na		
I_s , %	10,3±0,0	10,32±0,0
τ_{s1} , нс	0,368±0,0	0,368±0,0
I_{s1} , %	89,4±0,0	89,4±0,0
Майларова оболонка		
p-Ps - τ_{sc1} , нс	0,125±0,0	0,125±0,0
o-Ps - τ_{sc2} , нс	1,245±0,018	1,2737±0,008
I_{sc1} , %	75,0±0	75,0±0
Досліджуваний зразок		
Sample1 - τ_1 , нс	0,177±0,0018	0,17703±0,00030
I_1 , %	74,74±2,39	74,736±0,38
Sample2 - τ_2 , нс	0,280±0,0053	0,27989±0,00061

τ_2 та I_1 за ФМ. Додатково, необхідно ретельно перевірити точність та достовірність розрахунків фазових траєкторій для моделі та PALS спектру шляхом моделювання PALS спектру із задалегідь відомими параметрами.

Надалі, планується виконати обробку експериментальних PALS спектрів з суттєво меншими значеннями N_{tot} . Також планується дослідити вплив ширини апаратної функції спектрометра на зміщеність та розкид оцінок при ФМ. Результати досліджень планується опублікувати у міжнародному виданні.

Список використаних джерел

- [1] Dudnyk A.B. The phase method for analysis of positron lifetime spectra. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 1060 (2024) 169069.
- [2] <https://physics.mff.cuni.cz/kfnt/pas/?page=software>.
- [3] J. Šnižek. PLRF Code for Decomposition of Positron Lifetime Spectra. ACTA PHYSICA POLONICA A, No. 2, Vol. 137 (2020).
- [4] F. James and M. Winkler. Minuit 2, CERN, Geneva, 2004.

АКТУАЛЬНІ ПРОБЛЕМИ ВИКОРИСТАННЯ КОМП'ЮТЕРНИХ СИМУЛЯЦІЙ НА УРОКАХ ФІЗИКИ

Дужак Д.В., магістрант, Каленик М.В. к.п.н., проф., декан фізико-математичного факультету

Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка

Розвиток комп'ютерних технологій охопив не тільки прогрес у галузях, пов'язаних із застосуванням комп'ютерної техніки, електроніки, робототехніки, але й в інших, на перший погляд, не дотичних до них. Однією із них є освітня галузь, а зокрема вивчення фундаментальної природничої науки - фізики.

Важливо зауважити, що фізика вивчає не тільки процеси, які можна побачити, але й недоступні для людського ока та навіть ті, які є небезпечні для життя та здоров'я людини.

У даних випадках учитель фізики може застосувати сучасні технології, а саме комп'ютерні симуляції для пояснення складних фізичних явищ, зокрема закон Фарадея. Комп'ютерна симуляція - це моделювання навчальної ситуації і послідовне її програвання в комп'ютері. [1] Вивчення вищевказаної теми може викликати складнощі через абстрактність пояснень з використанням слів та рисунків, відсутності розуміння процесів учнем. Тому можна застосувати комп'ютерну симуляцію PhET [2], доступну для використання в онлайн-форматі. За допомогою методів візуалізації можна більш досконало вивчити явище, яке з першого погляду складне для сприйняття здобувачем освіти. Наведена вище комп'ютерна симуляція дозволяє провести урок з більшою залученістю учнів до освітнього процесу, ніж при традиційному викладанні матеріалу.

Платформа Mozaik education дозволяє побувати учневі в лабораторії видатних учених, зокрема Ніколи Тесли [3] та Марії Кюрі [4]. Крім вивчення навчального матеріалу учням доступна можливість відчувати себе частиною історії, детальніше пізнати діяльність вченого-фізика, приміряти на себе його роль. Важлива деталь: навчання в поєднанні з грою дозволяє зняти психологічну напругу. Вищевказаний аспект полегшує процес навчання здобувачів освіти.

Використання PhET та Mozaik education дозволяє не лише створити наочне навчання і безпосереднє залучення учнів до процесу проведення фізичного експерименту, але і включає мотиваційну складову, що на сьогоднішній день є найбільш актуальним питанням. Учні можуть самостійно використати дані платформи в домашніх умовах. Це дозволяє успішно пізнавати фізичні явища в позаурочний час, здійснювати самопідготовку.

Сучасні учні менш орієнтовані на стимулювання почуття обов'язку в процесі вивчення дисципліни, а фундаментальним рушієм навчання є практичне застосування та використання набутих знань. Саме комп'ютерні симуляції дозволяють зробити процес навчання більш наближеним до життя, наочно пояснити процес, зробити складні речі ближчими до учня.

Через можливість безпосереднього впливу на фізичні процеси під час використання симуляцій, самостійного регулювання експерименту, відчуття контролю над складними речами сучасний школяр більш активно залучається в процес, безпосередньо здобуваючи знання з фізики. Фізичні явища інтегруються в навколишній світ, зникає межа між наукою та практичним застосуванням знань у звичайному житті.

Незважаючи на комплекс переваг використання комп'ютерних симуляцій у навчальному процесі з фізики, існують ризики. Одним із них є недостатній рівень розуміння вчителями, як інтегрувати симуляції в урок, що фактично нівелює позитивний вплив, бо комп'ютерна симуляція може стати просто цікавою грою, а не інструментом пізнання. Перш за все, це лише частина навчального матеріалу, головним важелем навчання є вчитель й учень. Вищевказана симуляція - це лише місток між учнем і вчителем, і від якості пояснення матеріалу полягає успіх навчання, адже симуляція використовується з метою закріплення матеріалу.

Крім цього варто зазначити, що заміна реальних експериментів комп'ютерними симуляціями є хибним напрямком розвитку навчального процесу. Адже експеримент - це більше не про візуал та наочність, а залучення учня в сам процес вивчення фізичного явища. Крім візуалу, комп'ютерна симуляція немає інших способів донести інформацію до учня.

Комп'ютерні симуляції - потужний інструмент вивчення науки учнями, але потребує професійного підходу до застосування на уроках фізики. Він сприяє підвищенню інтересу учнів до здобуття знань, але не зможе замінити експерименти в реальному житті.

Список використаних джерел

- [1] Гулінський О. В., Совкова Т. С. Віртуальні лабораторії у сучасних технологіях навчання шкільного курсу фізики // Trends in the Development of Modern Scientific Thought: Abstracts of X International Scientific and Practical Conference. Vancouver, Canada, 23–26 November 2020. С. 450.
- [2] PhET Interactive Simulations. University of Colorado Boulder. [Електронний ресурс] URL: [Генератор - Фарадея'Закон | Індукція | Електрика - Інтерактивні симуляції PhET](#) (дата звернення: 31.03.2026)
- [3] Mozaik3D : інтерактивна освітня платформа [Електронний ресурс] URL: [Медіатека - 3D-сцени - UA Цифрова освіта та навчання від Mozaik](#) (дата звернення: 31.03.2026)
- [4] Mozaik3D : інтерактивна освітня платформа [Електронний ресурс] URL: [Медіатека - 3D-сцени - UA Цифрова освіта та навчання від Mozaik](#) (дата звернення: 31.03.2026)

ЦИФРОВА ТРАНСФОРМАЦІЯ ФІЗИЧНОГО ЕКСПЕРИМЕНТУ ЯК ЗАСІБ ІНТЕНСИФІКАЦІЇ ОСВІТНЬОГО ПРОЦЕСУ

Дяденчук А.Ф.¹, к.т.н, доц., Одновол Д. Г.¹, ст. викладач

¹ *Таврійський державний агротехнологічний університет імені Дмитра Моторного, Запоріжжя, Україна*

У сучасних умовах розвитку освіти цифровізація освітнього процесу є одним із ключових напрямів модернізації підготовки здобувачів вищої освіти. Інтеграція цифрових технологій у навчання фізики сприяє переходу від репродуктивної моделі до дослідницько-орієнтованої, що особливо актуально для лабораторних робіт [1]. Традиційні методики часто мають обмеження, пов'язані з точністю вимірювань, ресурсним забезпеченням та значними часовими витратами. Додатковим викликом стало поширення дистанційного навчання, у межах якого доступ до лабораторного обладнання є обмеженим або взагалі неможливим. Усе це зумовлює необхідність цифрової трансформації освітнього процесу та активного впровадження віртуальних лабораторій, симуляцій і цифрових моделей.

Аналіз сучасних наукових досліджень свідчить, що використання цифрових інструментів у навчанні фізико-математичних дисциплін сприяє формуванню предметних і цифрових компетентностей здобувачів освіти, підвищує рівень їхньої мотивації та забезпечує міждисциплінарну інтеграцію [2]. Зокрема, у працях вітчизняних і закордонних дослідників підкреслюється ефективність застосування програмних середовищ для моделювання фізичних процесів, аналізу даних і візуалізації результатів. Використання прикладних програм, таких як Excel, Scilab, Matlab, дозволяє реалізувати компетентнісний підхід та забезпечити практичну спрямованість навчання [3-4].

Методика цифровізації навчання фізики передбачає поєднання класичних експериментальних підходів із комп'ютерним моделюванням. Основними її складовими є: використання програмних засобів для імітації фізичних процесів, автоматизація обчислень, візуалізація результатів у вигляді графіків і тривимірних моделей, а також організація дослідницької діяльності здобувачів освіти. Такий підхід дозволяє зосередити увагу не лише на отриманні результату, а й на аналізі фізичних закономірностей та інтерпретації даних.

Прикладом реалізації цифровізованої лабораторної роботи є дослідження потенціального електричного поля. У традиційному варіанті ця робота виконується з використанням електролітичної ванни, електродів та вимірювальних приладів [5]. Водночас застосування Matlab дозволяє моделювати розподіл потенціалу та напруженості поля, будувати еквіпотенціальні лінії та силові лінії, а також аналізувати просторовий розподіл фізичних величин. На рис. 1 представлено реалізацію інтерактивної моделі електричного поля, що включає візуалізацію еквіпотенціальних ліній, векторного поля напруженості, тривимірної поверхні потенціалу та відповідних профілів уздовж координатних осей. Такий підхід дозволяє значно підвищити наочність досліджуваного явища, забезпечує можливість варіювання параметрів системи (геометрії електродів, напруги тощо) та сприяє глибшому розумінню фізичних процесів.

На рис. 2 представлено узагальнену схему цифровізації лабораторної роботи з фізики, яка відображає послідовний перехід від традиційного експериментального підходу до використання засобів комп'ютерного моделювання. Така організація освітнього процесу передбачає інтеграцію теоретичної підготовки, реального експерименту та його цифрової інтерпретації в середовищі Matlab, що забезпечує підвищення наочності та ефективності засвоєння матеріалу.

Цифровізація лабораторних робіт з фізики з використанням Matlab забезпечує підвищення точності та наочності досліджень; розвиток дослідницьких і аналітичних навичок здобувачів освіти; формування цифрових компетентностей; інтенсифікацію освітнього процесу.

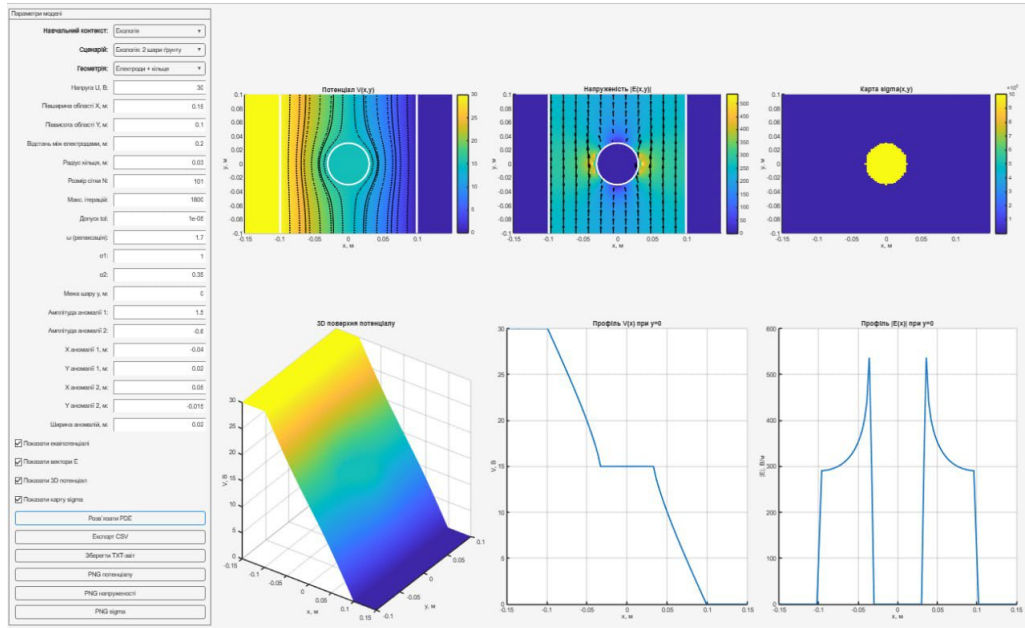


Рис. 1. Приклад цифрового моделювання електричного поля в лабораторній роботі з фізики (Matlab)

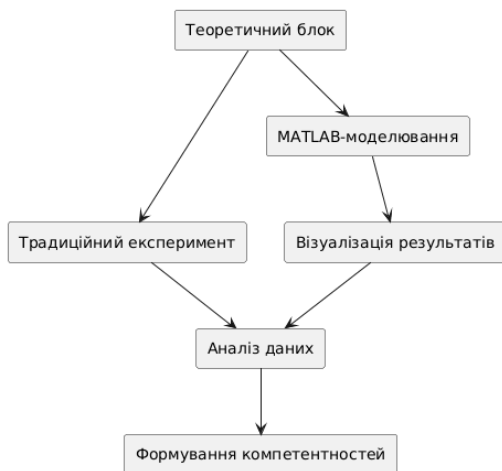


Рис. 2. Схема цифровізації лабораторної роботи з фізики з використанням Matlab

Таким чином, впровадження цифрових технологій у лабораторний практикум з фізики є ефективним засобом модернізації освітнього процесу. Використання Matlab як інструменту моделювання фізичних явищ дозволяє поєднати теоретичні знання з практичними навичками, підвищує якість підготовки здобувачів освіти та відповідає сучасним вимогам цифрової трансформації освіти. Перспективами подальших досліджень є розширення спектра віртуальних лабораторних робіт та інтеграція їх у змішане та дистанційне навчання.

Список використаних джерел

- [1] A. Yurchenko, V. Proshkin, O. Naboka, V. Shamonina, and O. Semenikhina, "The use of digital technologies in education: the case of physics learning," *International Journal of Research in E-learning*, vol. 9, no. 2, pp. 1-25, 2023.
- [2] H. Hubal, A. Siasiev, V. Sippi, I. Syrmamiikh, and S. Burtovyi, "Digital Technologies in the Process of Teaching STEM Disciplines: Challenges and Prospects," *Cadernos de Educaçao Tecnologia e Sociedade*, vol. 17, no. 1, pp. 445-458, 2024.
- [3] Д. Г. Одновол і А. Ф. Дяденчук, "Моделювання електромагнітних хвиль у Matlab як інструмент розвитку технічного мислення студентів," *Інженерні та освітні технології*, т. 13, № 2, с. 7-17, 2025. doi: 10.32782/2307-9770.2025.13.02.01.
- [4] А. Ф. Дяденчук і Л. В. Халанчук, "Формування професійної компетентності майбутніх інженерів при розв'язанні прикладних задач у пакеті Scilab," у *Моделювання компетентнісної професійної освіти в контексті євроінтеграції*: монографія, Н. П. Волкова, ред. Дніпро: Університет імені Альфреда Нобеля, 2021, с. 289-309.
- [5] О. В. Новосад, С. А. Федосов, і А. Г. Кевшин, *Лабораторний практикум з електрики і магнетизму*. Луцьк: Волин. нац. ун-т ім. Лесі Українки, 2023.

МІЖПРЕДМЕТНІ ПРОЄКТИ «ФІЗИКА ЖИВОЇ ПРИРОДИ»

Дяченко Л. Л., магістрантка; Салтикова А. І., к.ф.-м.н., доц.

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

Навчання фізиці сьогодні – це не лише повідомлення учителем теоретичних знань, а й постійна співпраця з учнями, активне включення їх у різні види навчально-пізнавальної діяльності з метою самостійного здобуття ними нових знань, а також практична її спрямованість на їх використання. Для забезпечення цього у навчальні програми з фізики включені навчальні проекти, які зорієнтовані на прикладний аспект фізичного знання і можуть мати міжпредметну тематику. Це пов'язано з тим, що у сучасному навчанні фізики часто виникає проблема: учні можуть добре засвоювати теорію, але не завжди розуміють, як застосувати її на практиці, не бачать фізику у світі, що їх оточує. Крім цього, кожна природнича наука не тільки вивчається відокремлено від інших, а й сприймається учнями, як щось зовсім не сумісне з сучасними реаліями життя. У результаті знижується інтерес до вивчення фізики та інших природничих наук, що не сприяє формуванню цілісної наукової картини світу. Саме тому важливо змінювати підходи до навчання предметів природничого циклу. Отже, актуальність проблеми зумовлена необхідністю модернізації змісту навчання фізики на засадах інтеграції природничих дисциплін і впровадження STEM-підходу. Ефективним засобом подолання зазначених проблем є використання саме міжпредметних проєктів, зокрема за тематикою «Фізика живої природи». Такий підхід передбачає розгляд біологічних процесів через призму фундаментальних фізичних законів - термодинаміки, оптики та механіки. У процесі реалізації проєктів учні досліджують явища енергообміну в живих системах, особливості трансформації енергії, механізми терморегуляції, оптичні властивості органів зору, а також закономірності руху в біологічних середовищах. Методично доцільним є структурування змісту таких проєктів за тематичними блоками: «Енергія в біосистемах», «Біоенергетика та ККД», «Терморегуляція», «Світло та зір», «Рух у біосистемах» [1]. Їх опрацювання сприяє формуванню в учнів умінь застосовувати фізичні закони для пояснення явищ живої природи, розвиває дослідницькі навички, критичне та системне мислення. Під час виконання проєктів учні проводять експерименти, створюють моделі (наприклад, модель ока або важеля руки), моделюють процеси та обговорюють, де ці знання можна використати в реальному житті. Наприклад, під час виконання проєкту «Енергія в біосистемах» в 10 класі можна запропонувати виконати такі дослідницькі завдання як вимірювання енерговитрат організму протягом дня під час різних видів діяльності (ходьба, біг, спокій) і розрахувати як поповнити енергію за рахунок їжі, порівняти її калорійність чи обчислити добову потребу в енергії при різних навантаженнях. Така діяльність робить навчання цікавішим і допомагає побачити практичну цінність фізики. Досвід учителів показує, що використання таких проєктів сприяє кращому розумінню фізичних законів і допомагає усвідомити, що вони працюють не лише в задачах, а й у живій природі. Учні починають сприймати організми як складні системи, що підкоряються загальним законам природи.

Отже, міжпредметні проєкти «Фізика живої природи» дають можливість учням бачити біологічні процеси очима фізики, що робить навчання більш цікавим і зрозумілим, пробуджує інтерес до навчання та показує зв'язок науки і реального життя. Саме на цьому робить акцент Нова українська школа.

Список використаних джерел

[1] Бартенев В. Г. Фізика живої природи: навч. посібник для учнів загальноосвітніх навчальних закладів. Харків: Основа, 2015. 128 с.

ШИРИНА РЕЗОНАНСУ КЕД ПРОЦЕСІВ В НАДКРИТИЧНОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ

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

Актуальність дослідження зумовлена розвитком технологій аналізу поляризації випромінювання нейтронних зірок (зокрема магнетарів), магнітне поле яких може перевищувати критичне значення [1]. Це зумовлює виникнення низки фундаментальних задач щодо впливу надкритичного поля на квантово-електродинамічні (КЕД) явища. Особливої уваги потребує вивчення резонансних ефектів, де ключовим параметром є ширина резонансу.

В результаті дослідження процесу випромінювання електроном фотона в зовнішньому магнітному полі було знайдено вирази для ймовірностей процесу для випадку найнижчих рівнів Ландау та довільно поляризованих частинок. Показано можливість вирівнювання ймовірностей основного та спін-фліп каналів. На основі отриманих виразів було отримано ширину резонансу КЕД процесів у вигляді:

$$w \approx \frac{\alpha e^{-\eta}}{4E_l} (1 + \eta)(E_l - m)^2 + \frac{\alpha m^4 h^2}{4E_l^3},$$

де α – постійна тонкої структури, $\eta = \omega^2(1 - u^2)/2m^2h$, ω – енергія випромінювання, u – косинус кута вильоту фотона, $h = H/H_c$, E_l – енергія початкового електрона, l – номер рівня Ландау.

Показано, що у випадку поляризованого пучка електронів випромінювання буде також повністю поляризоване. Зокрема, для випромінювання вздовж магнітного поля спостерігається права кругова поляризація, а в перпендикулярному напрямку тип поляризації визначається спіновим станом електрона: для основного стану характерна нормальна поляризація, тоді як для інверсного - аномальна. У відповідності до кутової залежності диференціальної інтенсивності випромінювання показано, що зі зростанням магнітного поля формується характерний конус синхротронного випромінювання перпендикулярно до магнітного поля (рис. 1).

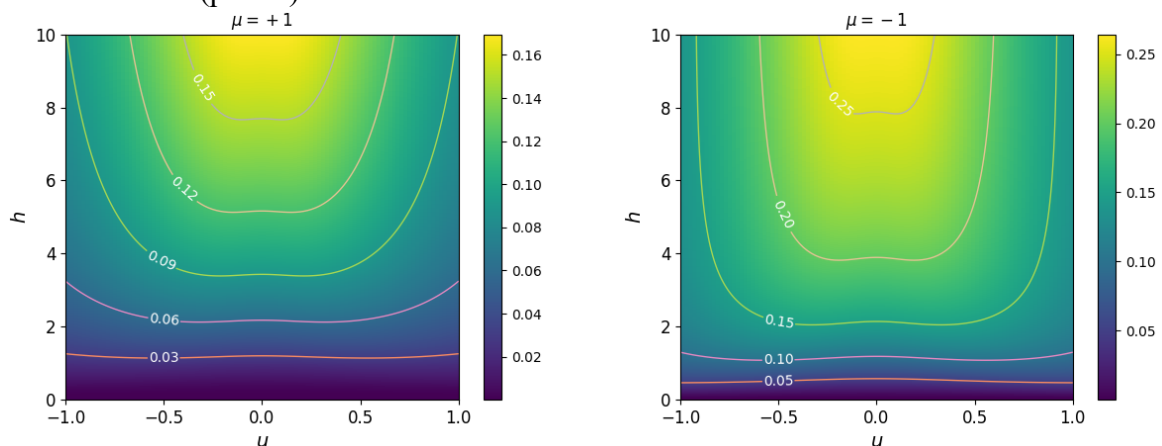


Рис. 1. Кольорова мапа залежності інтенсивності випромінювання від кута вильоту фотона та магнітного поля для інверсного ($\mu = +1$) та основного ($\mu = -1$) спінових станів.

Список використаних джерел

[1] Tesileanu O., Ursescu D., Dabu R., Zamfir N.V. Extreme Light Infrastructure. J. Phys.: Conf. Ser. 2013. Vol. 420. P. 012157.

ПЛАЗМОХІМІЧНА ДИСОЦІАЦІЯ МЕТАНУ В НЕІЗОТЕРМІЧНИХ ГАЗОВИХ РОЗРЯДАХ

Єрємін С.О., к.ф.-м.н., н.с.; Нагорний А.Г., к.т.н, с.н.с.; Роєнко О.Ю., в.о.зав.лаб.; Карпенко О.Ю., м.н.с.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

На сьогоднішній день у промисловості конверсія метану у водень здійснюється трьома методами: паровою конверсією, парціальним окисленням та «сухою» конверсією метану або їх комбінацією. Недоліком цих методів є те, що побічним продуктом реакцій є парниковий газ CO₂. Тому з екологічної точки зору привабливим є пряме розщеплення молекул метану на вуглець та водень. В даний час існує два основних методи розкладання метану на компоненти: термокаталітичний та плазмохімічний. У зв'язку з високою міцністю хімічного зв'язку С-Н і високою симетрією молекулярної структури метан є найбільш інертним серед вуглеводнів, і його ефективно термічне розкладання може відбуватися тільки при температурах 1200-1500 °С. Плазмохімічні методи конверсії метану, що використовують різні типи газових розрядів, мають такі основні переваги: швидкий старт технологічного процесу, можливість необмеженої кількості циклів «пуск-зупинка», компактність, селективність (можливість регулювати склад продуктів реакції). Особливо привабливими є неізотермічні газові розряди, у яких іони та нейтралі залишаються при низькій (іноді кімнатній) температурі, тоді як електрони набагато гарячіші ($T_e \gg T_i \approx T_g$). Це дозволяє більшу частину енергії, що вкладається в розряд, за допомогою електронів направити на ініціацію хімічних реакцій. Вуглець, що утворюється при цьому, є нанодисперсним, має високу ціну і знаходить застосування в хімічній промисловості.

У табл. 1 зведені основні типи газових розрядів та їх фізичні параметри [1]. Ми бачимо, що неізотермічні газові розряди (окрім тліючого) можуть протікати при високому тиску робочого газу (~1 бар) та придатні для продуктивної плазмової конверсії метану.

Табл. 1. Класифікація та властивості плазми різних видів газових розрядів

Властивість	Ізотермічна плазма	Неізотермічна плазма				
Температура, °К	$T_e \approx T_i \approx T_g \leq 2 \cdot 10^4$	$T_e \gg T_i \approx T_g \approx 300-10^3$				
Щільність, м ⁻³	$\geq 10^{20}$	$\sim 10^{10}$				
Класифікація	Дуговий розряд	Ковзний дуговий розряд	Діелектр. бар'єрний розряд	Коронний розряд	Тліючий розряд	НВЧ-розряд
Спосіб збудження	Пост. струм	Пост. / зм. струм	Зм. струм / ВЧ	Імп. пост. струм	Пост. / зм. струм	НВЧ
Тиск, бар	0,1-100	~1	~1-3	~1	$< 10^{-2}$	~1
Енергії електронів, еВ	1-10	1,4-2,1	1-30	~5	2-8	1-5
Щільність електронів, см ⁻³	$10^{15}-10^{19}$	$> 10^{13}$	$10^{12}-10^{15}$	10^9-10^{13}	10^9-10^{12}	$10^{11}-10^{12}$

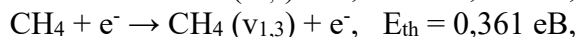
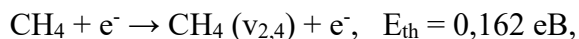
Фізична кінетика розщеплення молекул метану в неізотермічній плазмі визначається взаємодією електронів, які у плазмі атмосферного тиску мають середню енергію в межах 1-5 еВ, з молекулами та радикалами плазми. Розподіл електронів за енергією (EEDF) $f(\epsilon)$ є центральною характеристикою неізотермічної плазми, яка напряму визначає всі кінетичні коефіцієнти реакцій

$$k = \int_0^{\infty} \sigma(\varepsilon) v(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon,$$

де $\sigma(\varepsilon)$ – переріз реакції, $v(\varepsilon) = (2\varepsilon/m_e)^{1/2}$ – швидкість електронів.

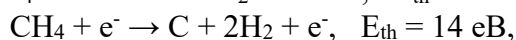
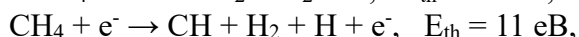
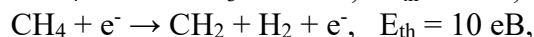
Низька енергія електронів може призвести до коливального збудження, середня – молекулярної дисоціації, а висока – молекулярної (дисоціативної) іонізації. Найважливішими реакціями електронного удару є такі (E_{th} – порогова енергія реакцій) [2]:

вібраційне збудження

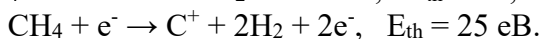
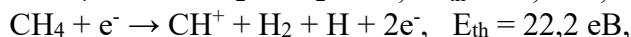
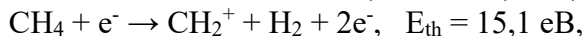
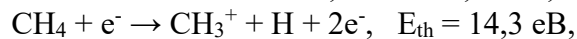
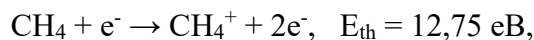


де v_1 - v_4 означають 4 основні моди коливань молекули метану,

дисоціація



іонізація



Через високу енергію електронів, необхідну для реакцій іонізації, лише мала їх частка може призвести до іонізації газу. Тому ступінь іонізації у неізотропній плазмі знаходиться в межах 10^{-4} - 10^{-7} . Однак реакції іонізації є важливими, оскільки вони підтримують розряд.

В останні роки було проведено велику кількість досліджень з використання плазми неізотермічних газових розрядів для розщеплення молекул метану. Основні показники, отримані на дослідницьких установках, наведені в табл. 2.

Табл. 2. Основні параметри конверсії метану в неізотермічних газових розрядах

Тип розряду	Конверсія метану, %	Селективність по H_2 , %	Питомі енергозатрати, eV/мол.
Діелектр. бар'єрний	10-40	20-60	2-10
Коронний	5-25	10-40	5-20
Ковзний дуговий	40-90	40-80	5-15
НВЧ	60-95	60-90	3-10

Дослідження показують, що серед 4 видів неізотропних газових розрядів найбільш ефективним методом розщеплення молекул метану є плазма ковзного дугового та НВЧ-розряду. В ПФ НАН України створюється дослідницька установка на основі НВЧ-плазмотрону атмосферного тиску на частоті 2,45 ГГц потужністю 1,2 кВт. Загалом технологія ще знаходиться на етапі наукових розробок і лише готується до промислового впровадження.

Список використаних джерел

[1] C. Du, J. Mo, and H. Li. Renewable Hydrogen Production by Alcohols Reforming Using Plasma and Plasma-Catalytic Technologies: Challenges and Opportunities // Chem. Rev., 2015, v. 115, p. 1503-1542.

[2] H. Liang, H. Ming, S. Huei, Y. Chao et al. Review of plasma catalysis on hydrocarbon reforming for hydrogen production – Interaction, integration, and prospects // Appl. Catal. B: Environ, 2008, v. 85, p. 1-9.

ІНТЕГРОВАНІЙ КУРС ПРИРОДНИЧИХ НАУК У ПРОФІЛЬНІЙ ШКОЛІ: МЕТОДОЛОГІЯ ТА ІННОВАЦІЙНІ ТЕХНОЛОГІЇ

Єфименко С. М., канд. пед. наук, старший викладач
Бердянський державний педагогічний університет, Запоріжжя, Україна

Затвердження Державного стандарту профільної середньої освіти та його впровадження з 1 вересня 2027 р. передбачає перегляд традиційних підходів до навчання природничих дисциплін і організації освітнього процесу відповідно до сучасних викликів, детермінованих потребами суспільства сталого розвитку, в якому акценти зміщуються на задоволення індивідуальних освітніх інтересів і запитів здобувачів освіти з орієнтацією на ринкову економіку, що функціонує на засадах збереження довкілля та його раціонального використання. У цьому контексті перед сучасними вчителями природничих наук постають нові імперативи педагогічної діяльності, які визначаються необхідністю реалізації компетентнісного, особистісно орієнтованого й діяльнісного підходів, упровадження інноваційних освітніх технологій, активного використання цифрових інструментів, формування наукової грамотності, ціннісних орієнтацій і світоглядних установок здобувачів освіти, навичок самостійного навчання, рефлексії та дослідницької діяльності й усвідомлення важливості сталого розвитку суспільства.

Загальновідомо, що ефективність і результативність освітнього процесу значною мірою залежать від оптимального поєднання змісту, форм, методів та засобів навчання. Інтеграція фізики, хімії, біології та географії в єдиний курс з одного боку, дозволяє комплексно підійти до вивчення об'єктів живої та неживої природи, з іншого – вимагає розроблення відповідної методики навчання (попри спільний дослідницький метод, у фізиці та хімії домінують експериментальні методи, біології – описові, географії – картографічні) та адаптації європейського досвіду до національної школи. Розв'язання зазначеної проблеми знайшло відображення у працях І. О. Дьоміної, Т. М. Засекої, В. Р. Ільченко, Д. А. Шабанова та інших дослідників. Водночас наявні наукові розвідки не вичерпують усіх аспектів означеної проблематики й потребують подальшого аналізу та доопрацювання.

Згідно з Державним стандартом профільної середньої освіти «освітній процес на рівні профільної школи здійснюється відповідно до освітньої програми (освітніх програм) закладу освіти, та спрямовується на виявлення і розвиток здібностей і обдарувань особистості, її індивідуальних здібностей, досягнення результатів навчання, прогресу в розвитку, зокрема формування і застосування відповідних компетентностей»[1]. Освітні програми в закладах загальної середньої освіти реалізуються через модельні навчальні програми та навчальні програми з певних освітніх компонентів. Так, обов'язковий для всіх компонент природничої галузі в профільній школі пропонується опанувати через інтегрований курс «Природничі науки». Проект модельної навчальної програми «Інтегрований курс природничої освітньої галузі. Природничі науки 10–11 класи. Основний рівень» для закладів загальної середньої освіти» (авторка С. В. Бабій) подано на сайті МОН [2].

Основними завданнями курсу «Природничі науки», які авторка узгоджує з обов'язковими результатами навчання здобувачів профільної середньої освіти в природничій освітній галузі, визначеними в Державному стандарті, є [2]: формування інтересу учнів до наукового дослідження природних явищ та поглиблення розуміння його принципів, виховання відповідального ставлення до довкілля, усвідомлення важливості сталого розвитку суспільства, розвиток навичок критичного аналізу, систематизації, раціонального оформлення та представлення інформації з різних джерел, формування наукової картини світу та застосування наукових знань і методології наукового дослідження для розв'язання практичних завдань, розвиток комунікативних навичок, підприємницьких та творчих здібностей, рефлексії, адаптації до нових знань та умов. Вирішення вищезазначених завдань інтегрованого курсу С. В. Бабій пропонує досягати через використання різних традиційних й інноваційних

форм і методів активного навчання, а саме проблемного, наукового та проєктного методів, методу інженерного дизайну, написання есе, організацію дебатів, застосування «матеріалу-стимулу», моделювання, навчальних екскурсій, уроків на природі та досліджень у побуті [2]. Такий підхід, на нашу думку, є раціональним з огляду на «Multidimensionality of the Natural Science Course» (багатоаспектність/багатовимірність курсу природничих наук) та може бути доповнений взаємоінтегруванням методів природничих наук, наприклад поєднанням картографічного та експериментального методів дослідження (під час вивчення основ гравітації), ігровими методами, тощо й потребує сучасного технічного та лабораторного обладнання для успішної реалізації його завдань. У разі недостатнього матеріально-технічного забезпечення або його зносу освітній процес може опиратися на електронні навчальні платформи та онлайн-інструменти для підтримки практичної та дослідницької діяльності учнів. Водночас це певною мірою обмежує можливості їхнього повноцінного занурення в атмосферу реального наукового дослідження. У зв'язку з цим доцільно поряд з наявним функціонально застарілим обладнанням використовувати сучасні гаджети та їх потенціал. Так, під час дослідження Сонця в травні 2024 року (рис.1), нами було використано телескоп МШР (Малий шкільний рефрактор, РТМ-60, «Главучтехпром») та смартфон Apple iPhone, що дало змогу здійснити відеофіксацію проявів сонячної активності (сонячних плям). Подальший аналіз отриманих матеріалів у поєднанні з опрацюванням наукових джерел уможливив поглиблене вивчення складних процесів в атмосфері Сонця, а саме: узагальнення історичних відомостей про сонячну активність; з'ясування природи виникнення сонячних плям; визначення числа Вольфа; дослідження коливань сонячної активності під час її 11-річного циклу; аналіз даних про прояви сонячної активності в попередні роки; на основі наукової інформації здійснення прогнозування піку та спаду активності Сонця у найближчій перспективі, а також вивчення географії розташування астрономічних обсерваторій, зокрема, в Україні. Вивчення проявів сонячної активності доцільно завершувати відвідуванням астрономічної обсерваторії або віртуальних екскурсій.

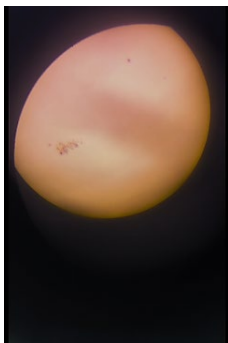


Рис. 1. Сонячні плями(травень 2024 рік)

Відтак, можна стверджувати, що урізноманітнення змісту, форм і методів навчання, поєднання наявного обладнання із сучасними цифровими пристроями, залучення інформаційно-комунікаційних технологій та ресурсів освітніх установ під час вивчення курсу «Природничі дисципліни» зумовлює досягнення мети, що постає перед профільною середньою освітою як важливим етапом на шляху до здобуття вищої освіти.

Список використаних джерел

- [1] Кабінет Міністрів України. (2024, Лип. 25) Постанова № 851. Про затвердження Державного стандарту профільної середньої освіти. [Електронний ресурс]. Available: <https://zakon.rada.gov.ua/laws/show/851-2024-%D0%BF#n228>. Accessed on: April 9, 2026.
- [2] С. В Бабій, «Модельна навчальна програма «Інтегрований курс природничої освітньої галузі. Природничі науки 10–11 класи. Основний рівень» для закладів загальної середньої освіти». 2025. Available: <https://mon.gov.ua/static-objects/mon/sites/1/zagalna%20serednya/profilna/mnp/2025/mnp-x-ntegr-kurs-pro-babx-ix-red-4.pdf>. Accessed on: April 9, 2026.

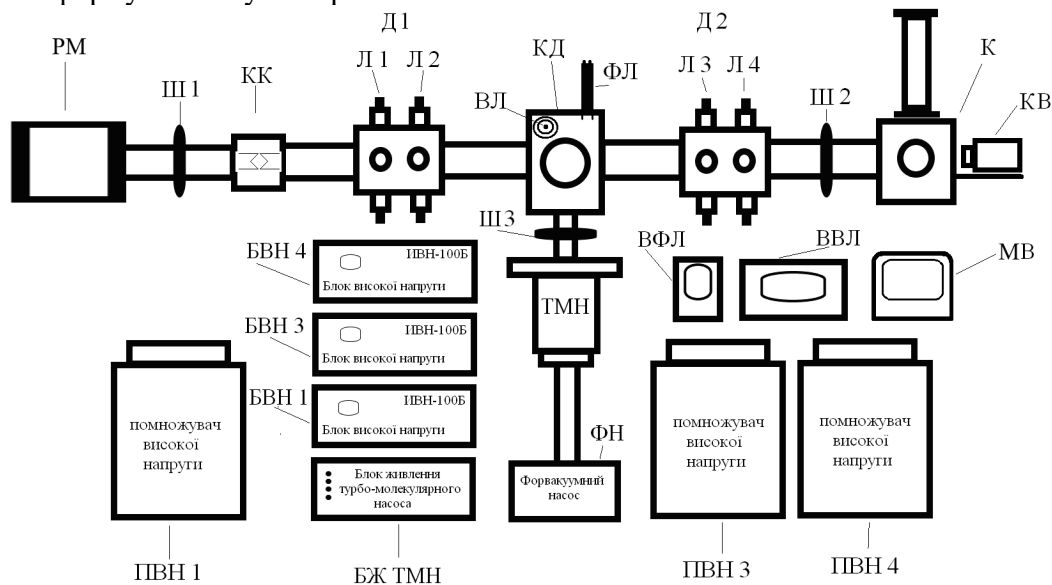
ТЕХНІЧНИЙ ОПИС КАНАЛУ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ФАЗОВОГО КОНТРАСТУ АНАЛІТИЧНО-ПРИСКОРЮВАЛЬНОГО КОМПЛЕКСУ ІПФ НАН УКРАЇНИ

Єфімов А.С., Захарець М.І., Лебедь О.А.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Канал квазімонохроматичного рентгенівського випромінювання (КМРВ) створений на базі електростатичного прискорювача для дослідження процесів взаємодії рентгенівського випромінювання з речовиною. Використання характеристичного квазімонохроматичного рентгенівського випромінювання дає можливість отримати фазоконтрастне зображення внутрішньої структури об'єктів, що є важливим діагностичним інструментом в медицині, біології та матеріалознавстві. [1-3]

На рисунку нижче схематично представлені елементи, що використовуються для проводки та формування пучка протонів в каналі КМРВ.



Структурна схема каналу КМРВ.

PM – розподільний магніт. Ш1 – Ш3 - шиберы (вакуумні вентиля (затвори)). КК – кутовий коліатор. Д1, Д2 – дублети електростатичних лінз. Л1-Л4 – електростатичні лінзи. БВН1, БВН3, БВН4 - блоки високої напруги (для електростатичних лінз). ПВН1, ПВН3, ПВН4 - помножувачі високої напруги. КД – камера діагностики пучка. ВЛ - високовакуумна лампа. ВВЛ - вакуумметр для ВЛ. ФЛ - форвакуумна лампа. ВФЛ - вакуумметр для ФЛ. К - конверторна камера. КВ – камера відеоспостереження пучка. МВ – монітор відеоспостереження пучка. ФН - форвакуумний насос. ТМН - турбомолекулярний насос. БЖ ТМН - блок живлення ТМН.

Розподільний магніт (PM) використовується для відхилення пучка в канал квазімонохроматичного рентгенівського випромінювання. Для об'єднання вакуумних систем каналу та Аналітичного прискорювального комплексу використовується вакуумний вентиль (шибер) Ш1. Для формування (зменшення) кутового розходження пучка (по X та Y) в каналі використовується кутовий коліатор (КК). Його конструкція називається "риб'ячий хвіст" ("котяче око"). Така конструкція дозволяє змінювати пучок одночасно по двом координатам, використовуючи два вакуумних вводи передачі руху.

Високовольтні блоки БВН1, БВН3, БВН4 використовуються для формування та управління високою напругою, яка, відповідно, через помножувачі високої напруги (ПВН1, ПВН3, ПВН4) подається на електростатичні лінзи Л1 (дублет лінз Д1), Л3, Л4 (дублет лінз Д2). Електростатична лінза Л2 (дублет лінз Д1), на даний момент не використовується тому електроди квадрупольної електростатичної лінзи заземлені.

В середині камери діагностики (КД), розміщений поворотний кронштейн з упорами для двох положень. На ньому встановлені циліндр Фарадея, для вимірювання струму пучка, а також запираючий електрод у вигляді кільця, на яке подається мінусова напруга (до -300 В) для унеможливлення вильоту (запирання) вторинних електронів з циліндра Фарадея.

Для спостереження за положенням та розміром пучка встановлене кварцовий екран, який світиться блакитним кольором під дією протонів пучка.

Знизу, до камери діагностики (КД), через поворотний вакуумний вентиль (шибер) ШЗ, під'єднаний турбомолекулярний насос (ТМН) "Leybold Turbovac 450FL". Для живлення ТМН використовується блок живлення (БЖ ТМН) PKG 020, в якому виробляється трифазна напруга з частотою 400 Гц для двигуна ТМН, що охолоджується водою.

Для створення попереднього розрідження газу (повітря) в каналі та створення форвакууму (тиску менше 10 Па) використовується форвакуумний насос (ФН) "Trivac D8A", встановлений за ТМН.

Форвакуумна лампа (ФЛ) ПМТ-6-3 разом з вакуумметром (ВФЛ) 13ВТ3-003, використовується для контролю та вимірювання тиску, отриманого за допомогою форвакуумного насосу (ФН).

Для вимірювання високого вакууму, на камері діагностики (КД) встановлена високовакуумна лампа (ВЛ) ПММ-32, що використовується разом з вакуумметром (ВВЛ) NT 450.

Між дублетом лінз ДЗ та конверторною камерою (К) встановлений вакуумний вентиль (шибер) Ш2, який роз'єднує вакуумну систему каналу і камеру конвертора (К), яка також оснащена засобами моніторингу пучка. Для цього використовується кварцове скло, встановлене на вікно спостереження в кінці камери. Спостереження проводиться візуально з використанням відеокамери (КВ) та монітора (МВ).

Для створення характеристичного рентгенівського випромінювання використовується конвертор виготовлений із міді, який охолоджується водою для забезпечення необхідного відведення тепла, що виділяється від пучка протонів. [1,2]

Канал рентгенівського фазового контрасту також включає канал поширення рентгенівського випромінювання та детекторну систему, що зараз в розробці. Канал поширення рентгенівського випромінювання включає модуль об'єкта дослідження та кілька змінних секцій, що дозволяє змінювати геометрію експерименту.

Технічний опис каналу рентгенівського фазового контрасту на аналітичному прискорювальному комплексі ІПФ НАН України є невід'ємною частиною експлуатації обладнання. Окрім цього, розуміння принципу дії та знання технічних характеристик основних вузлів каналу є необхідним для оптимізації умов експерименту та отримання якісних рентгенівських фазоконтрастних зображень.

Список використаних джерел

[1] Optimization of ion-optics system for X-ray quasi-monochromatic source on the basis of electrostatic accelerator. S. O. Vershynskyi, O. G. Ponomarev, V. Yu. Storizhko, V. L. Denysenko, M. V. Pjashenko. Nucl. Phys. At. Energy 2010, volume 11, issue 2, pages 195-198.

[2] X-Ray Quasi-Monochromatic Source Based on Electrostatic Proton Accelerator. S. Vershynskyi, O. Buhay, M. Zakharets, V. Denysenko, V. Storizhko. No. 1001(2) (2012): The Journal of Kharkiv National University, Physical series "Nucleus, Particles, Fields", ISSN 2221-7754, pages 72-79.

[3] X-ray Phase Contrast Imaging from Synchrotron to Conventional Sources: A Review of the Existing Techniques for Biological Applications. Laurene Quenot, Sylvain Bohic and Emmanuel Brun. Appl. Sci. 2022, 12(19), 9539.

ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ МЕТОДУ МАТРИЦІАНТІВ З МЕТОДОМ КІНЦЕВИХ РІЗНИЦЬ ПРИ МОДЕЛЮВАННІ ДИНАМІКИ ПУЧКА В ЕЛЕКТРОСТАТИЧНИХ СТРУКТУРАХ З АКсіАЛЬНОЮ СИМЕТРІЄЮ

Журакулов В. В., асп.; Пономарьов О. Г., д.ф.-м.н., проф.
Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Для виконання розрахунків у складі імерсійної зондоформуєної системи в компактному ядерному мікрозонді [1], зокрема моделювання іонного пучка в прискорювальній структурі [2-3], використовувався метод матриціантів [4-6] та метод кінцевих різниць за схемою Еверхарда [7] в якості реперного. Порівняльний аналіз проводився шляхом виведення середньоквадратичного відхилення огинаючої для методу матриціантів ($\sigma_{i,matr}$) відносно реперної огинаючої, отриманої методом кінцевих різниць ($\sigma_{i,fd}$).

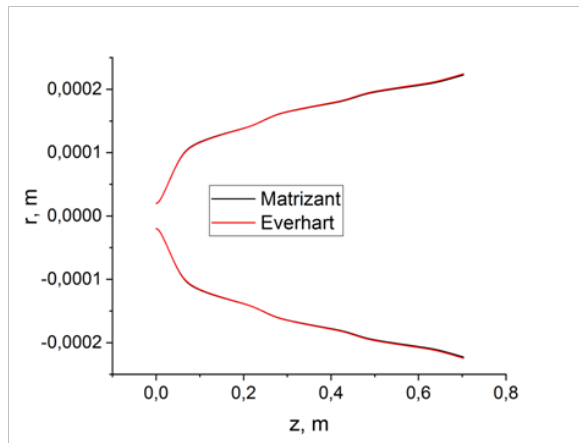


Рис. 1. Огинаюча пучка в прискорювальній структурі. Порівняння методу матриціантів з реперним методом кінцевих різниць.

Результати моделювання динаміки пучка показано на Рис. 1, які здійснювалися за наступних характеристик. Пучок на вході до структури задавався у вигляді кросовера з параметрами $r_0=0.000020$ м, $r'_0 = 0.00175$ рад. Фазовий еліпс представлений у вигляді 400 точок. Середня початкова енергія дорівнювала 3000 еВ, розкид по імпульсу 10^{-3} . На основі отриманих результатів можна зробити висновок, що метод матриціантів задовольняє всім вимогам що до моделювання іонного пучка в прискорювальній структурі, а використані в ньому апроксимації зменшують витрати за часом розрахунку на два порядки, з одного боку, і дають результат з мінімальними похибками, менше 1 %, з іншого боку.

Список використаних джерел

- [1] V. E. Storizhko, A.G. Ponomarev, V.I. Miroschnichenko, Patent of Ukraine, UA67341A, G01N23/00, 2003038121 (15.06.2004 Bulletin N6).
- [2] A. G. Ponomarev, A. A. Ponomarev. Beam optics in nuclear microprobe: A review // *Nucl. Instr. and Meth. B*. 2021. Vol. 497. p. 15-23.
- [3] I.G. Ignat'ev, D.V. Magilin, V.I. Miroschnichenko, 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.
- [4] A. Dymnikov, R. Helborg, 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.
- [5] A. Dymnikov, R. Helborg, Matrix theory of the motion of a charged particle beam in curvilinear space-time, Part I. General theory // *Nucl. Instr. and Meth. A*. 1993. Vol. 330. p. 323-342.
- [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(9).
- [7] E. Everhart, Implicit single-sequence methods for integrating orbits // *Celestial Mechanics* 10, 35-55 (1974).

ВИСОКОВОЛЬТНА СТРУКТУРА ДЛЯ КОМПАКТНОГО ЯДЕРНОГО МІКРОЗОНДУ (КОНЦЕПТУАЛЬНИЙ ПРОЕКТ)

Ігнат'єв І. Г., к.ф.-м.н., с.н.с, с.н.с.; Колінько С. В., к.ф.-м.н, с.н.с., с.н.с.;
Пономар'єв О. Г., д.ф.-м.н., проф.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

В Інституті прикладної фізики НАН України створюється компактний електростатичний прискорювач (ЕСП) напругою 100 кВ та струмом пучка до 1 нА. Структурна схема високовольтної структури ЕСП наведена на рис. 1.

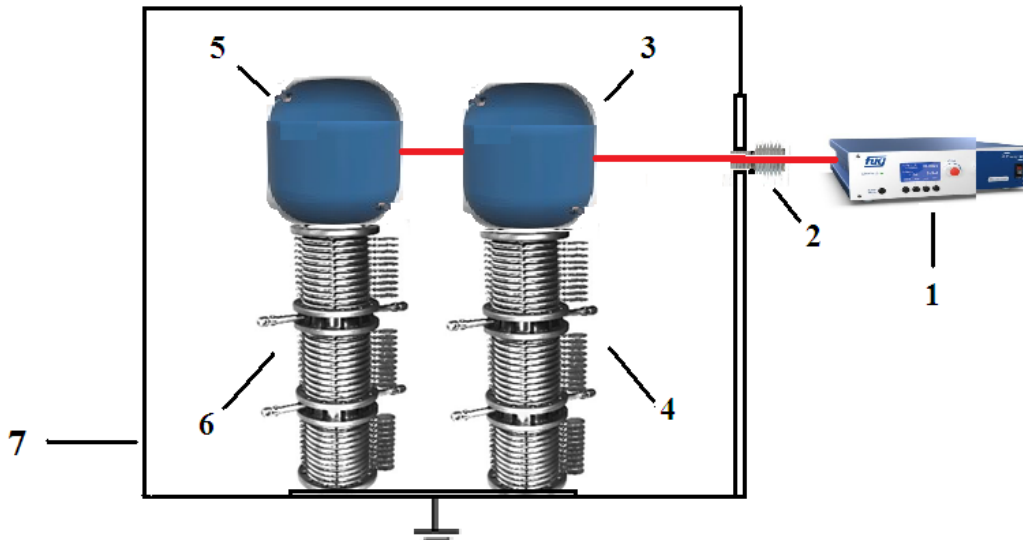


Рис. 1. Високовольтна структура ЕСП ядерного мікрозонду.

Високовольтне живлення ЕСП здійснюється від джерела високої напруги (1) NCN 100-100000 виробництва фірми Fug (Гамбург, Німеччина) [1,2]. Напруга через високовольтне введення (2) подається на високовольтні електроди (3) та (5), встановлені на відповідно на колону (4) та прискорювальну трубку (6), які подібні за конструкцією. Вся установка задля безпеки розміщена всередині клітини Фарадея (7).

Прискорювальна трубка має 33 градієнтні електроди, потенціал яких задається високовольтним дільником напруги на 33 резисторах. Резистори закріплюються на пластинах штатного коронного дільника напруги. Передбачається використання високовольтних резисторів Murata типу MHR0414A. Робоча напруга резистора $100 \text{ кВ}/33 = 3,03 \text{ кВ}$ (приймається 3 кВ). Електричний опір r визначається напругою електростатичного прискорювача (100 кВ) і силою струму ДВН 1 нА: $r = (100 \text{ кВ}/1 \text{ нА})/33 = 3,03 \text{ МОм}$ (приймається $r = 3,0 \text{ МОм}$).

Робота виконується в рамках 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] R. Hellborg, *Electrostatic Accelerators. Fundamentals and Applications*, Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2005.

[2] І. Г. Ігнат'єв, «Прискорювальна трубка для протонно - променевої літографії»: матеріали X конференції СПЕТФ+МНФ 2024, с. 42-44, 2024.

СИСТЕМА ОХОЛОДЖЕННЯ ГАЗООХОЛОДЖУВАНОВОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА З ПРИВОДОМ КОМПРЕСОРА ВІД ГАЗОВОЇ ТУРБІНИ

Калінкевич М. В., к.т.н., проф.; Нефедов О. М., аспірант
Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Високотемпературні газоохолоджувані реактори належать до перспективних ядерних установок ІV покоління завдяки високій температурі теплоносія на виході з активної зони, можливості комбінованого виробництва електроенергії і технологічного тепла та високому рівню безпеки. Як теплоносієм у таких реакторах найчастіше застосовується гелій, який є хімічно інертним, не активується в реакторі та не погіршує нейтронно-фізичні характеристики активної зони. Разом з тим циркуляція гелію в першому контурі потребує постійної роботи компресора, що компенсує гідравлічні втрати в реакторі, трубопроводах і теплообмінниках. У традиційних схемах цей компресор приводиться електродвигуном, через що система охолодження залежить від зовнішнього електроживлення або резервного джерела потужності.

Метою роботи є оцінка можливості заміни електроприводу компресора на привідну газову турбину, у якій частина енергії гарячого теплоносія першого контуру використовується для приводу компресора. Розглянуто дві схеми двоконтурного газоохолоджуваного реактора: з одним теплообмінником та з додатковим рекуператором у першому контурі. У першій схемі гелій після реактора надходить у турбину, далі в теплообмінник другого контуру, потім у компресор і знову в реактор. У другій схемі після турбіни гелій спочатку проходить через рекуператор, де передає тепло потоку після компресора, а вже потім надходить до теплообмінника другого контуру, що підвищує загальну ефективність циклу та дає змогу забезпечити потрібну температуру на вході до реактора.

Термодинамічні параметри гелію визначалися з використанням пакетів REFPROP і CoolProp, а геометричні параметри компресора і турбіни — за класичними співвідношеннями газодинамічного проектування турбомашин. У розрахунках приймалися ізоентропійні ККД близько 0,90 для турбіни і 0,85 для компресора. Розрахунки виконано для реакторів НТР-10 і ХЕ-100. Для НТР-10 при тепловій потужності 10 МВт, температурі гелію на вході до реактора 523 К, на виході 973 К і тиску на вході 3,0 МПа. У простій схемі турбіна розвиває близько 538 кВт потужності, а компресор споживає 536 кВт. При загальній ефективності другого контуру 25% електрична потужність установки складає 2,50 МВт. Оскільки у варіанті з електроприводом приблизно 170 кВт витрачається на привід компресора, то заміна приводу на газову турбину дає відносний приріст ефективності 6,8%. Для схеми з рекуператором отримано близькі значення: потужність турбіни близько 455 кВт, компресора — близько 449 кВт, а приріст корисної потужності становить близько 168,5 кВт, тобто 6,7%.

Для реактора ХЕ-100 з тепловою потужністю 200 МВт, температурою гелію на вході 533 К, на виході 1023 К і тиском на вході близько 6 МПа також одержано позитивний енергетичний ефект. У схемі без рекуператора газова турбіна розвиває близько 9478 кВт, а компресор споживає близько 9446 кВт. За ефективності другого контуру 41%, характерній для теплоносія таких температур, це відповідає електричній потужності близько 81,99 МВт, що на 2,57 МВт більше, ніж у варіанті з електродвигуном компресора. У схемі з рекуператором отримано практично той самий результат: турбіна розвиває близько 7241 кВт, компресор споживає 7226 кВт, а приріст корисної потужності становить близько 2,58 МВт. У відносному вираженні це відповідає збільшенню загальної ефективності приблизно на 3%.

Виконані розрахунки показали, що заміна електроприводу на газову турбину забезпечує енергетичний виграш. При цьому також були розраховані основні параметри компактного турбокомпресорного агрегату: діаметри робочих коліс, периферійні швидкості, відносну ширину каналів і рівень навантаження на ступені. Для меншої 10 МВт установки НТР-10 відносний виграш ефективності є більшим, тоді як для ХЕ-100 менший відсотково, але значно більший за абсолютною величиною потужності. Розглянута схема є технічно обґрунтованою

для двоконтурних газоохолоджуваних реакторів різної потужності, оскільки підвищує автономність охолодження, зменшує залежність від зовнішнього електропостачання та повертає в корисний баланс установки потужність, яка інакше витрачалася б на власні потреби.

Список використаних джерел

- [1] High Temperature Gas-Cooled Reactors for the Production of Hydrogen: An Assessment in Support of the Hydrogen Economy. Palo Alto, CA, USA: EPRI, 2003.
- [2] Small Modular Reactor Technology Catalogue, 2024 ed. Supplement to the IAEA Advanced Reactors Information System (ARIS), 2024.
- [3] M. V. Kalinkevych, Fluid Dynamic Design of Turbomachine Elements. Kyiv, Ukraine: Akadempriodyka, 2023, 148 p.
- [4] D. Japikse, Centrifugal Compressor Design and Performance. Wilder, VT, USA: Concepts ETI, 1996.

ВИКОРИСТАННЯ ГРУПОВИХ ФОРМ РОБОТИ НА УРОКАХ ФІЗИКИ ЯК ЗАСІБ ФОРМУВАННЯ ЗАГАЛЬНИХ ТА ПРОФЕСІЙНИХ КОМПЕТЕНЦІЙ МАЙБУТНІХ ФАХІВЦІВ

Каленик М.В., к.пед. наук, професор; Коренев О.І., магістрант
Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка

На сучасному етапі система освіти зазнає суттєвих трансформацій, де центральне місце посідає проблема підготовки компетентних фахівців. Викладачі різних типів навчальних закладів усвідомлюють, що традиційного накопичення знань, умінь та навичок (ЗУН) вже недостатньо. Необхідно змінювати зміст уроків та впроваджувати діяльнісні технології, які створюють умови для формування як загальних, так і предметних компетенцій. Реалізація сучасних модельних програм базується на компетентнісному підході, особливістю якого є перехід від статичних знань до динамічних способів діяльності. Це забезпечує якісну підготовку випускників, здатних до професійної самореалізації.

Одним із викликів сучасної фізичної освіти є те, що значна частина учнів вважає фізику не лише складною, але й непотрібною наукою. Перед педагогом постає завдання: як викликати інтерес до пізнання, як залучити учнів до активного вивчення предмета та допомогти їм організувати внутрішні ресурси для освоєння нового матеріалу. Робота з навчальними матеріалами має бути спрямована на розвиток самостійності, активності та відповідальності, що є критично важливими показниками в умовах ринкової економіки. Глибоке занурення у предмет дозволяє підтримувати високий рівень працездатності учнів та сприяє ефективному запам'ятовуванню.

Для стимулювання пізнавальної активності пропонується регулярне використання групової роботи на різних етапах уроку: від вивчення нової теми до перевірки знань. Основною метою такої форми роботи є формування ключових загальних компетенцій:

- здатність працювати в колективі та команді;
- ефективне спілкування з колегами та керівництвом;
- готовність брати на себе відповідальність за результат роботи команди;
- вміння приймати рішення у стандартних та нестандартних ситуаціях.

Проте не кожне спільне виконання завдання можна вважати справжньою груповою формою роботи. Ефективна організація процесу вимагає дотримання певних умов:

1. Клас ділиться на групи для розв'язання конкретних навчальних завдань, при цьому ідеальним варіантом є самостійний розподіл учнів за симпатіями та завданнями.

2.Склад груп має бути динамічним, щоб максимально реалізувати навчальні можливості кожного члена колективу.

3.Кожна група працює над обраним або призначеним завданням під керівництвом лідера, якого обирає колектив.

4.Внесок кожного учасника має бути врахований та оцінений.

Впровадження групових форм роботи має низку беззаперечних переваг:

- Підвищення мотивації: спільна діяльність стимулює інтерес до навчання та пізнання.
- Зниження тривожності: учні менше бояться припуститися помилки або виявитися некомпетентними в очах інших.

- Ефективність навчання: у групах спостерігається вища здатність до засвоєння та актуалізації знань завдяки процесу взаємонавчання, де кожен вносить свою частку в загальну справу.

- Особистісний ріст: розвиваються комунікативні навички, толерантність, вміння вести діалог та аргументувати власну позицію, що покращує психологічний клімат у колективі.

Подолання труднощів при організації груп. Під час уроку викладач може зіткнутися з проблемою формування неоднакових за рівнем груп. Якщо в одну групу потрапляють лише «слабкі» учні, вони швидко втрачають інтерес, тоді як у змішаних групах слабші студенти часто бояться висловлювати свою думку на фоні сильніших. Для вирішення цієї проблеми рекомендується:

- Контролювати процес формування груп для забезпечення істинної співпраці.
- Застосовувати диференційовану систему оцінювання або розподіляти результат роботи групи між усіма учасниками з урахуванням їхньої активності.

- Чітко розподіляти ролі всередині групи, щоб кінцевий результат залежав від зусиль кожного.

- Використовувати підхід «індивідуальне рішення – групове обговорення», де кожне рішення аналізується без критики для вибору найкращого варіанту.

Групова робота може бути реалізована через різноманітні методичні прийоми:

1.Вивчення нового матеріалу через взаємонавчання. Учні отримують однакові завдання, але кожен член групи детально опрацьовує свій аспект за певним планом, після чого навчає інших учасників своєї групи.

2.Робота з підручником. Наприклад, відновлення логічної структури тексту. Групи отримують картки з пунктами плану, які не відповідають послідовності в підручнику. Завдання – після індивідуального читання колективно відновити правильну нумерацію. Це формує вміння обирати типові методи розв'язання завдань та оцінювати їх ефективність.

3.Рольові ігри. Наприклад, при вивченні теми «Електроенергетика» учні можуть виступати в ролі «фахівців», що пропонують свій «товар» (електроенергію), «опонентів», які шукають недоліки, та «експертів», які оцінюють якість, дешевизну та перспективність пропозицій.

4.Навчальні конференції. Це одна з найбільш активних форм творчої роботи. Учні самостійно шукають інформацію в літературі та мережі Інтернет, готують доповіді, наочні засоби та експерименти. Це сприяє формуванню навичок використання інформаційно-комунікаційних технологій та розвитку логічного усного мовлення. Підготовка до конференції триває 2–3 тижні, включає роботу в творчих групах по 4–5 осіб та обов'язкові консультації з викладачем. Оскільки це значне навантаження, такі заходи доцільно проводити 2–3 рази на рік.

Система оцінювання та диференціація при розв'язанні задач. При розв'язанні фізичних задач групи можна формувати по-різному:

- Гетерогенні групи (різні за рівнем): сильніші учні допомагають слабшим. Завдання містять задачі різного рівня складності, де кожен обирає свій рівень, а оцінка залежить від загальної активності та якості виконання всіх завдань.

- Гомогенні групи (однакові за здібностями): «сильнішим» групам даються складніші завдання, «слабшим» – простіші. Це змушує кожного учня покладатися виключно на власні сили.

- Робота в парах при тестуванні: після індивідуального виконання тестів учні обмінюються роботами для взаємоперевірки та подальшого обговорення помилок. Такий етап обговорення дозволяє краще засвоїти матеріал та навчитися обґрунтовувати свою думку.

Викладач повинен заздалегідь визначити правила гри та систему оцінок: чи буде це індивідуальний внесок, чи груповий результат. Важливо заохочувати обмін думками та консультативну допомогу без повного виконання роботи за іншого учасника.

Отже, групова робота на уроках фізики є універсальним інструментом для вирішення основних дидактичних проблем: від засвоєння нового матеріалу до закріплення та перевірки знань. Вона привчає учнів до колективних методів праці, розвиває самостійність та забезпечує формування професійних компетенцій, необхідних для майбутньої діяльності.

Список використаних джерел

[1] Каленик В.І., Каленик М.В. Питання загальної методики навчання фізики / Пробний навчальний посібник. – Суми: Редакційно-видавничий відділ СДПУ ім. А.С. Макаренка, 2000. – 125с.

[2] Каленик М.В. Організація роботи в малих групах при виконанні міні-проектів з фізики // Збірник наукових праць Кам'янець-Подільського національного університету імені Івана Огієнка. Серія педагогічна/ [редкол.: П.С. Атаманчук (голова, наук. ред.) та ін.]. – Кам'янець-Подільський: Кам'янець-Подільський національний університет імені І. Огієнка, 2014. – Вип. 20: Управління якістю підготовки майбутнього вчителя фізико-технічного профілю. – С. 19-21.

РОЛЬ ТЕПЛОФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ МАТЕРІАЛУ АНОДА У ФОРМУВАННІ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ МІЦНОСТІ ВАКУУМНОГО ПРОМІЖКУ

Карпенко О.Ю., м.н.с.; Роєнко О.Ю., м.н.с.; Єрємін С.О., к.ф.-м.н., н.с.;
Лебединський С.О., к.ф.-м.н., с.н.с.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Підвищення діелектричної міцності вакуумних проміжків є критичним завданням для прискорювальних структур нового покоління, зокрема проекту CLIC. Традиційно основна увага приділялася катодним процесам, однак сучасні дослідження свідчать, що анод відіграє активну роль у формуванні передпробійного стану та ініціації пробою. Метою роботи є встановлення впливу теплофізичних властивостей матеріалів аноду на механізми ерозії, зворотний масоперенос та діелектричну міцність вакуумного проміжку.

Дослідження проводилися на вакуумній установці [1] з міжелектродним зазором 100 мкм при тиску $\sim 10^{-6}$ Па. Катодні зразки виготовлялися з міді (Cu) та заліза (Fe), частина з них зазнавала модифікації поверхні методом іонної імплантації (N^+ , Fe^+) або нанесення тонкоплівкових покриттів (системи Cu-N та Ni-Cr). Аноди виготовлялися з трьох матеріалів: міді (Cu), нержавіючої сталі 12X18H10T (SS) та вольфраму (W). Для аналізу морфології поверхні та елементного складу в області пробою використовували растрову електронну мікроскопію (SEM) та енергодисперсійну рентгенівську спектроскопію (EDS).

Експериментально встановлено, що при використанні однотипних катодів напруженість поля пробою залишається в межах одного порядку, однак демонструє чутливість до матеріалу анода. Так, для мідних катодів при зазорі 100 мкм значення поля пробою становили ~ 200 – 250 МВ/м, для залізних — ~ 200 – 300 МВ/м (рис. 1).

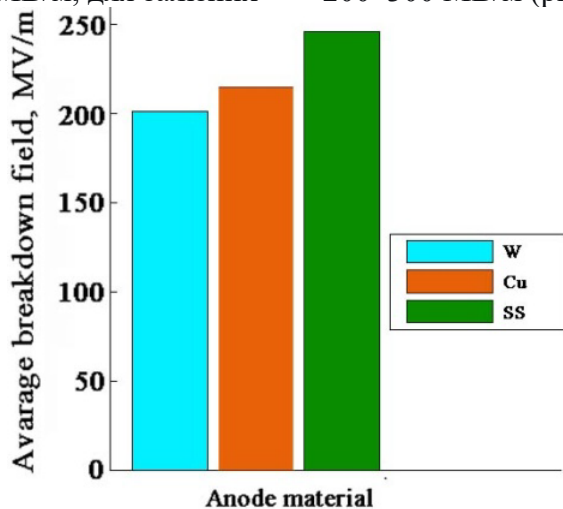


Рис. 1. Напруженість поля пробою для різних анодів

Отримана залежність узгоджується з класичними даними для пар електродів, виготовлених повністю з аналогічних металів [2, 3]. При цьому, якщо у наведених працях для менших зазорів (20 мкм) вплив матеріалу анода не спостерігався, то в нашому випадку (100 мкм) такий вплив є вираженим, що свідчить про посилення ролі анодних процесів із збільшенням міжелектродної відстані.

За допомогою растрової електронної мікроскопії (SEM) та енергодисперсійної рентгенівської спектроскопії (EDS) виявлено явище зворотного переносу матеріалу з анода на катод. На мідних катодах, що працювали з анодом із нержавіючої сталі, зафіксовано домішки Fe, Cr та Ni. На залізних катодах після експериментів з мідним анодом виявлено вкраплення Cu. Для вольфрамового анода перенос матеріалу виявився мінімальним, що пояснюється його високою тугоплавкістю (3422 °C). Отримані результати підтверджують, що інтенсивність масопереносу визначається теплофізичними властивостями анодного матеріалу та може суттєво змінювати емісійні характеристики катода ще до моменту виникнення пробою.

Мікроструктура поверхні анодів після експериментів суттєво різниться залежно від матеріалу (рис. 2).

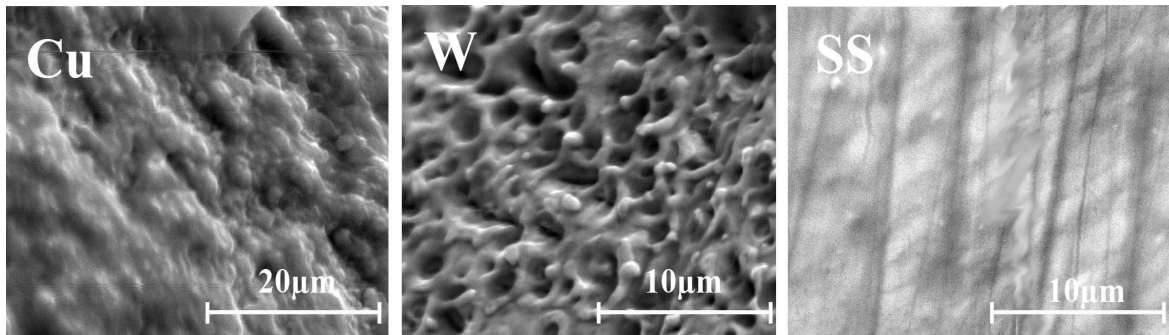


Рис. 2. Мікроструктура поверхні різних анодів

На мідному аноді спостерігаються сферичні виступи діаметром ≤ 1 мкм, що свідчить про рівномірну ерозію з утворенням конденсованої фази пари металу. Для анода з нержавіючої сталі характерні глибокі кратери та гострі виступи розміром $\sim 0,5$ мкм, що обумовлено низькою теплопровідністю матеріалу та локальним тепловим ударом. На вольфрамовому аноді ерозія проявляється у вигляді кратерів діаметром ≤ 2 мкм та дрібних сферичних структур $\leq 0,5$ мкм, які можуть бути наслідком локальної вибухової емісії та «шнурування» плазми. Встановлено, що характер ерозії безпосередньо корелює з інтенсивністю зворотного масопереносу та впливає на передпробійні характеристики вакуумного проміжку.

При виконанні роботи було експериментально підтверджено, що матеріал анода суттєво впливає на діелектричну міцність вакуумного проміжку і цей вплив посилюється зі збільшенням міжелектродної відстані. Інтенсивність явища зворотного масопереносу з анода на катод залежала від матеріалу анода, більш тугоплавкий матеріал - вольфрам - демонстрував мінімальну ерозію та найменший масоперенос. Характер ерозії на аноді визначався теплофізичними властивостями його матеріалу. Отримані результати показали, що анод є активним модулятором передпробійних процесів, а вибір його матеріалу з урахуванням теплофізичних характеристик є важливим фактором підвищення стабільності високовольтних вакуумних систем.

Список використаних джерел

- [1] V. A. Baturin, O. Yu. Karpenko, I. V. Profatilova, S. O. Pustovoitov and V. I. Miroshnichenko, "The experimental setup for high voltage breakdown studies in the high vacuum," Problems of Atomic Science and Technology, No. 4, pp. 294–299, 2015.
- [2] A. Descoeudres, T. Ramsvik, S. Calatroni, M. Taborelli and W. Wuensch, "DC breakdown conditioning and breakdown rate of metals and metallic alloys under ultra high vacuum," Phys. Rev. ST Accel. Beams, vol. 12, no. 3, p. 032001, 2009.
- [3] A. Descoeudres, F. Djurabekova and K. Nordlund, "DC breakdown experiments with cobalt electrodes," CERN, Geneva, 2009.

ІНТЕНСИВНОСТІ ГАММА-ПЕРЕХОДІВ У РОЗПАДАХ ^{234}U І ^{235}U

Касперович Д. В.¹, к.ф.-м.н., ст. досл.; Даневич Ф. А.^{1,2,3,4}, д.ф.-м.н., проф.;
 Драпей С. С.¹, к.ф.-м.н.; Киришук В. І.¹, к.ф.-м.н.; Кобичев В. В.¹, к.ф.-м.н., ст. досл.;
 Третяк В. І.^{1,2,5}, к.ф.-м.н., с.н.с.

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Інститут експериментальної і прикладної фізики, Чеський технічний університет у Празі,
 Прага, Чехія

³ Римський університет «Тор Вергата», Рим, Італія

⁴ Науковий інститут Гран-Сассо, Л'Аква, Італія

⁵ Національний інститут ядерної фізики, Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі,
 Італія

Вимірювання проводилися з сертифікованим зразком оксиду урану U_3O_8 [1] масою 230 г, збагаченим ізотопом ^{235}U (93,2%), та напівпровідниковим детектором із високочистого германію об'ємом 70 см^3 протягом 46 діб. Між детектором і зразком були встановлені поглиначі зі свинцю і кадмію для зниження завантаження детектора, спричиненого інтенсивними низькоенергетичними гамма-переходами у розпаді ^{235}U і рентгенівським випромінюванням. Фон детектора був вимірний протягом 8 діб.

Проведено калібрування енергетичної шкали, роздільної здатності і ефективності реєстрації детектора за інтенсивними гамма-піками нуклідів, що містяться у зразку, зокрема ^{235}U і ^{234}Pa (у рівновазі з ^{238}U). На високому рівні чутливості визначено активність нуклідів уран-торієвих рядів у зразку.

Калібрування залежності ефективності реєстрації детектора від енергії гамма-променів проведено двома методами (див. [2,3] з деталями): 1) порівняння вимірної ефективності реєстрації зі змодельованою методом Монте-Карло за допомогою програми Simourg [4,5]; 2) апроксимація вимірної залежності ефективності реєстрації від енергії поліномом 5-го ступеня у двічі логарифмічній шкалі. Різниця між методами не перевищує 7%, її половина для кожного значення була врахована як поправка і як систематична невизначеність до ефективності реєстрації, визначеної методом моделювання.

Для кожного гамма-переходу розраховувався внесок каскадного і випадкового сумувань, а також внесок слабких гамма-променів інших нуклідів у зразку; останні були оцінені виходячи із даних про активність відповідних нуклідів у зразку і рекомендованих значень енергії і інтенсивності випромінювання відповідних гамма-променів [6].

Високі активності ^{234}U і ^{235}U у зразку (439 і 14,5 МБк, відповідно) дозволили

Таблиця 1

Енергії (E_γ) і абсолютні інтенсивності випромінювання (I_γ) гамма-квантів у розпаді ^{234}U , що випромінюються із рівнів 508,16 кеВ і 677,6 кеВ ^{230}Th , а також розраховані інтенсивності альфа-розпаду (I_α) на відповідні рівні. В дужках вказані стандартні невизначеності останньої значущої цифри

Рівень	E_γ , кеВ		I_γ , $10^{-5}\%$		I_α , $10^{-5}\%$	
	[6]	Ця робота	[6]	Ця робота	[6]	Ця робота
508,16(5)	454,95(5)	455,02(6)	2,5(7)	1,61(8)	4(1)	2,75(19)
	508,20(5)	508,27(6)	1,5(4)	1,10(17)		
677,6(1)	503,5(2)	503,51(8)	$\approx 0,079$	0,029(17)	$\approx 0,7$	0,31(10)
	624,4(1)	624,18(6)	$\approx 0,084$	0,037(15)		
	677,6(1)	677,47(8)	$\approx 0,1$	0,062(6)		

спостерігати гамма-переходи з інтенсивністю $10^{-7}\%$. Результати вимірювання енергії і

Таблиця 2

Абсолютні інтенсивності випромінення гамма-переходів у розпаді ^{235}U . Обмеження наведені з довірчою ймовірністю 90%

E_γ , keV [6]	I_γ , % [6]	Ця робота
175,70	0,076	0,0316(9)
225,7	0,0018(6)	0,00139(17)
266,47	0,0066(10)	0,00547(15)
275,129	0,023(8)	0,00665(26)
279,50	0,26	< 0,0000092
281,440	0,0063	0,00305(13)
282,92	0,0045(13)	0,00385(28)
289,56	0,0053(10)	0,0026(6)
291,65	0,037(5)	0,0179(6)
294,3	0,033	< 0,00000136
301,7	0,0053	0,00227(7)
310,69	0,0053	< 0,000012
317,063	0,0011	0,000450(22)
325,80	0,004	< 0,0000048
343,5	0,0072(6)	< 0,00043
387,84	0,0277(24)	0,00335(15)
410,29	0,0023(6)	0,00112(6)
428,71	0,0014	0,00033(4)
433,0	0,004	< 0,000034
448,40	0,0011	0,000495(18)
455,1	0,009	< 0,00013
517,9	0,00042	< 0,00013
742,5	0,00042	< 0,000058
794,7	0,0006	< 0,000021

інтенсивності гамма-переходів із розпаду ^{234}U наведені у табл. 1. Можна бачити, що значення інтенсивності випромінення для всіх вимірних переходів значно нижчі за рекомендовані. Це пов'язано із тим, що гамма-переходи 503,5 keV, 624,4 keV і 677,6 keV у розпаді ^{234}U до цього часу не були безпосередньо виміряні, а для переходів 454,95 keV і 508,20 keV була відома лише їх сумарна інтенсивність. Рекомендовані інтенсивності усіх цих переходів оцінювалися із наявних даних про інтенсивності альфа-розпаду ^{234}U на відповідні рівні ^{230}Th , а також із даних про відповідні гамма-переходи, отримані із розпадів ^{230}Ac і ^{230}Pa . У даній роботі оцінено інтенсивності альфа-переходів на рівні 508,16 keV і 677,6 keV, виходячи із вимірних інтенсивностей гамма-переходів із цих рівнів, а також рекомендованих даних про інтенсивності електронної конверсії.

Виміряні інтенсивності випромінення гамма-переходів у розпаді ^{235}U наведені у табл. 2 (таблиця неповна; див. [3] з усіма результатами вимірювань). Було уточнено дані для більш ніж 40 переходів, зокрема, вперше обмежені інтенсивності випромінення для переходів 142,40 keV, 182,1 keV і 291,2 keV; для ряду інших переходів отримано обмеження, що у 3–28000 разів нижчі, ніж рекомендовані значення (обмеження). Переходи 179,297 keV і 428,71 keV були спостережені у розпаді ^{235}U вперше. Для ряду переходів було уточнено інтенсивності випромінення. Виявлено, що інтенсивності деяких переходів були раніше переоцінені; це могло бути наслідком, зокрема, неврахування каскадів, що імітують відповідні піки при сумарній реєстрації.

Отримані дані мають велике значення для оцінки схем альфа-розпаду нуклідів ^{234}U і ^{235}U , зокрема, для виключення гамма-переходів, що були присвоєні цим розпадам помилково.

Список використаних джерел

- [1] Certified Reference Material 146. U.S. Department of Energy, New Brunswick Laboratory (IL) (1999).
- [2] F. A. Danevich et al., "Search for spontaneous fission of ^{234}U , ^{235}U , ^{236}U , and ^{238}U by gamma spectrometry", *Eur. Phys. J. A*, Vol. 61, No. 3, Art. No. 46, 2025.
- [3] F. A. Danevich et al., "Emission intensities of gamma transitions in ^{235}U alpha decay", *Eur. Phys. J. A*, Vol. 61, No. 11, Art. No. 264, 2025.
- [4] В. В. Кобычев, «Программа Simourg для моделирования функций отклика гамма-детекторов с простой геометрией», *Ядерна фізика та енергетика*, т. 12, № 3, с. 301-306, 2011.
- [5] D. S. Kovalenko et al., "Simourg2.0 – Geant4 application for simulation of nuclear detectors with simple geometries", *Nucl. Phys. At. Energy*, Vol. 27, No. 1, p. 80-83, 2026.
- [6] ENSDF database as of March 1st, 2026. Version available at <http://www.nndc.bnl.gov/ensarchivals/>.

AI-ASSISTED PROCESSING OF EXPERIMENTAL WAVEFORMS IN THE DIN-2K ACCELERATOR WITH INDUCTIVE ENERGY STORAGE AND A PLASMA OPENING SWITCH

V. V. Katrechko, O. M. Ozerov, D. V. Vinnikov, V. I. Tkachev, B. O. Brovkin, E. V. Mufel
National Science Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology", Kharkiv, Ukraine

A methodology is proposed for semi-automated analysis of oscilloscope waveforms from the DIN-2K accelerator with inductive energy storage and a plasma opening switch (POS) using the GPT-5.2 large language model. From the primary-circuit current waveform $I(t)$, the induced voltage was calculated as $U(t) = -L \, dI/dt$, and the features t_{peak} , U_{peak} , and U_{pl} (averaged within ± 5 ns around t_{peak}) were extracted to provide qualitative and quantitative characterization of current interruption. The prompt was refined in a human-in-the-loop workflow with verification in Mathcad/Origin/Maple. For a dataset of hundreds of waveforms, the processing time was reduced from hours to minutes while maintaining consistency with manual analysis.

The rapid growth of experimental data volumes in high-energy physics drives the demand for a Data Science approach to processing multidimensional signal datasets, in particular high-sampling-rate oscilloscope waveforms acquired together with synchronous measurements of currents and voltages at different points of the facility, as well as vacuum pressure, temperature, and other parameters. In parallel, machine-learning methods are being actively developed worldwide for accelerator design, optimization, and control, and for reducing the time required for diagnostics and analysis of complex parametric dependencies [1–3].

In this work, we propose and validate a methodology for using the GPT large language model (ChatGPT, GPT-5.2) as a tool for semi-automated analysis of large experimental datasets, demonstrated on the compact direct-action electron accelerator DIN-2K equipped with inductive energy storage and a plasma opening switch (POS) [4,5].

The goal of this study is to reduce the time required for routine waveform processing and to improve the reproducibility of the analysis while preserving physically meaningful interpretation criteria. Using a dataset of hundreds of oscilloscope traces, the problem was formulated in terms of measurable features, and a key criterion was selected: the current interruption rate (the steepness of the current drop) in the switching path.

As an example of signals subject to standardized analysis, Fig. 1 shows a representative primary-circuit current waveform $I(t)$ featuring a pronounced rapid drop associated with the operation of the plasma opening switch (POS). Based on $I(t)$, the induced voltage $U(t)$ was computed using

$$U(t) = -L \frac{dI(t)}{dt},$$

Where L is the inductance of the primary circuit and $dI(t)/dt$ is the time derivative of the current. From the resulting $U(t)$ trace, the parameters used as measurable features for subsequent analysis were automatically extracted: the time of the extremum t_{peak} , the peak (absolute) voltage U_{peak} , and the plateau level U_{pl} evaluated within a ± 5 ns window around t_{peak} .

To this end, an initial prompt was developed that included fixed rules for identifying the current-interruption region (thresholding/filtering), enforced consistent units, and required a structured output format (a tabular/JSON report with fields t_{peak} , U_{peak} , U_{pl} , and a quality flag). To ensure reproducibility, a version-controlled prompt specification was used, and the outputs were repeatedly checked on a control subset of the data.

These features (the extremum time, amplitude, plateau parameters, and drop steepness) are explicitly formalized in the LLM prompt and are subsequently verified on a data subset using conventional processing tools.

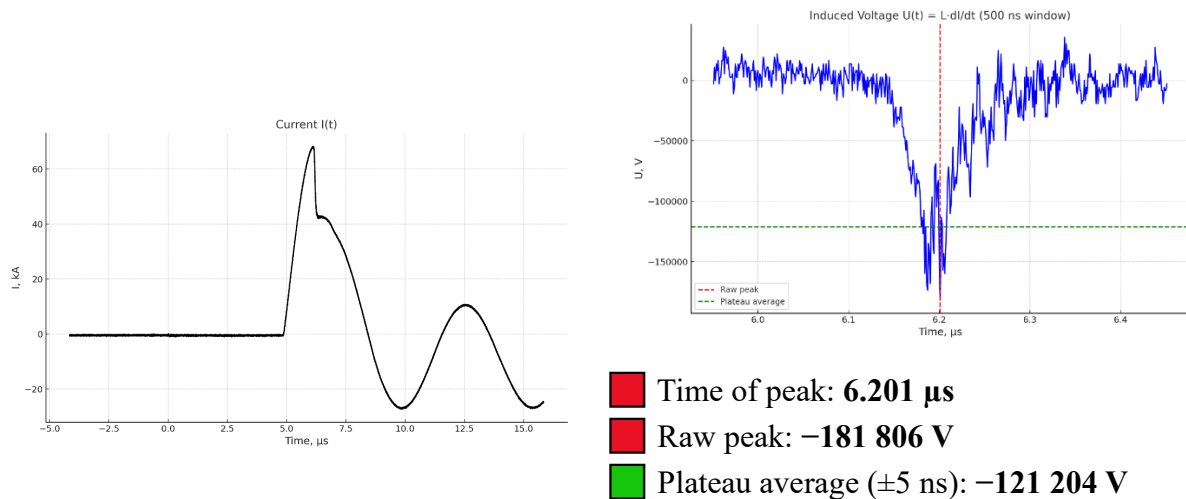


Fig. 1. Representative primary-circuit waveforms of the DIN-2K accelerator during plasma opening switch operation: **left**, the primary-circuit current $I(t)$ with the interruption region; **right**, the induced voltage $U(t)$ computed from $I(t)$ by numerical differentiation using a 500 ns window.

Verification on a representative data subset was performed using Mathcad/Origin/Maple (cross-checking calculations and rapid inspection of oscillograms), after which the prompt was refined by adjusting thresholds, accounting for noise/artifacts, and specifying rules for selecting the drop interval. Practical evaluation on typical “working-day” series (≈ 20 oscillograms and more) demonstrated a reduction in processing time from hours to a few minutes while maintaining consistency with manual calculations within the prescribed accuracy limits.

The obtained results confirm that a properly formulated prompt, coupled with a verification workflow, turns an LLM into a practical tool for rapid analytics in experiments involving POS-based circuits and inductive energy storage, enabling standardized processing and fast pattern discovery in large oscilloscope-waveform datasets.

REFERENCES

- [1] Edelen A., Neveu N., Frey M., Huber Y., Mayes C., Adelman A. Machine learning for orders of magnitude speedup in multiobjective optimization of particle accelerator systems // *Physical Review Accelerators and Beams*. 2020. 23(4):044601. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.23.044601.
- [2] Edelen A., Huang X. Machine Learning for Design and Control of Particle Accelerators: A Look Backward and Forward // *Annual Review of Nuclear and Particle Science*. 2024. Vol. 74. P. 557–581. DOI: 10.1146/annurev-nucl-121423-100719.
- [3] Roussel R. et al. Turn-key constrained parameter space exploration for particle accelerators using Bayesian active learning // *Nature Communications*. 2021. DOI: 10.1038/s41467-021-25757-3.
- [4] Vinnikov D.V., Katrechko V.V., Manuilenko O.V., Ozerov O.M., Onishchenko I.N., Tkachev V.I., Yuferov V.B., Marchenko S.V. Improving the Functionality of the Small-Dimension Accelerator DIN-2K with a Plasma Opening Switch // *Problems of Atomic Science and Technology*. 2024. №3(151). P. 60–66. DOI: 10.46813/2024-151-060.
- [5] Druj O.S., Yegorenkov V.V., Onyshchenko I.M., Yuferov V.B. Plasma Dynamics in Accelerator with Plasma Opening Switch // *Problems of Atomic Science and Technology*. 2019. №6(124). P. 77–80. DOI: 10.46813/2019-124-077.

ПОШУК ПОДВІЙНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ПОГЛИНАННЯ, ПОДВІЙНОГО АЛЬФА-РОЗПАДУ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ СХЕМИ АЛЬФА-РОЗПАДУ ЯДРА ^{152}Gd

В.Р. Клавдієнко¹, PhD; П. Беллі^{2,3}, PhD; Р. Бернабей^{2,3}, PhD; Ф.А. Даневич^{1,2,4,5}, д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. НАН України; В. Ю. Денисов¹, д.ф.-м.н., проф., акад. НАН України; А. Інчіккітті^{6,7}, PhD; Ф. Каппелла^{6,7}, PhD; В. Караччоло^{2,3}, PhD; Д. В. Касперович¹, к.ф.-м.н., ст. досл.; А. Леончіні^{2,3}, PhD; В. Мерло^{2,3}, PhD; С. Нізі⁸, PhD; В.І. Третяк^{1,4,8}, к.ф.-м.н., с.н.с.; Ф. Ферелла⁸, PhD; Р. Черуллі^{2,3}, PhD

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Секція Національного інституту ядерної фізики у Римі «Tor Vergata», Рим, Італія

³ Фізичний факультет Римського університету «Tor Vergata», Рим, Італія

⁴ Інститут експериментальної та прикладної фізики, Чеський технічний університет у Празі, Прага, Чеська Республіка

⁵ Інститут науки Гран-Сассо, Л'Аква, Італія

⁶ Секція Національного інституту ядерної фізики у Римі, Рим, Італія

⁷ Фізичний факультет Римського університету «La Sapienza», Рим, Італія

⁸ Національна лабораторія Національного інституту ядерної фізики у Гран-Сассо, Італія

Експеримент з пошуку рідкісних ядерних розпадів та дослідження схеми альфа-розпаду ядра ^{152}Gd був проведений у підземній лабораторії Гран-Сассо (LNGS, Італія) за допомогою сцинтиляційного кристалу $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}(\text{Ce})$ (GAGG:Ce) масою 285,7 г. Після 1336 годин набору даних у низькофоновій установці було визначено основні спектрометричні характеристики детектора, радіоактивне забруднення деталей експериментальної установки, проведено розділення подій від альфа- та бета-частинок (гамма-квантів). Вперше встановлено обмеження на період напіврозпаду двонейтринного подвійного електронного поглинання нукліду ^{152}Gd $T_{1/2} > 9.4 \times 10^{16}$ років та отримано нове обмеження на період напіврозпаду відносно безнейтринної моди подвійного електронного поглинання ^{152}Gd $T_{1/2} > 8.2 \times 10^{16}$ років, що на чотири порядки величини перевищує попередній результат [1].

Вперше було встановлено обмеження на період напіврозпаду ядра ^{152}Gd відносно каналу подвійного альфа-розпаду $T_{1/2} > 3.5 \times 10^{18}$ років. Даний процес є теоретично можливим новим видом радіоактивності атомних ядер, який був передбачений ще у 1980-х роках, однак активні пошуки подвійного альфа-розпаду розпочалися після огляду 2021 року [2]. Отриманий результат наблизився до найбільш оптимістичних теоретичних передбачень симетричного подвійного альфа-розпаду ^{152}Gd $T_{1/2} = 1.1 \times 10^{19}$ років [3].

Було досліджено схему альфа-розпаду ядра ^{152}Gd . Отримано нове значення періоду напіврозпаду на основний рівень дочірнього ядра $T_{1/2} = (6.1^{+0.4}_{-0.5}) \times 10^{13}$ років, що з урахуванням систематичних та статистичних похибок майже в два рази відрізняється від табличного значення $T_{1/2} = 1.08(8) \times 10^{14}$ років [4]. Така значна неузгодженість мотивує до подальших досліджень даного нукліду.

Список використаних джерел

[1] M. Laubenstein, B. Lehnert, S.S. Nagorny, S. Nisi, «First search for resonant enhanced neutrinoless double electron capture in ^{152}Gd and other rare decays in natural Gd isotopes» The European Physical Journal C, 83, 1114, 2023.

[2] V. I. Tretyak, «Spontaneous double alpha decay: First experimental limit and prospects of investigation» Nuclear Physics and Atomic Energy, 22, p. 121-126, 2021.

[3] V.Yu. Denisov, «Estimation of the double alpha-decay half-life» Physics Letters B, 835, 137569, 2022.

[4] R. D. Macfarlane and T. P. Kohman, «Natural alpha radioactivity in medium-heavy elements» Physical Review, 121, p. 1758-1769, 1961.

ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЧНИЙ ПОШУК ПОДВІЙНОГО АЛЬФА-РОЗПАДУ ЗІ ВРАЗКОМ ГАДОЛІНІЙ-АЛЮМІНІЙ-ГАЛІЄВОГО ГРАНАТУ

І. С. Ключев¹, аспірант; **П. Беллі**^{2,3}, PhD; **Р. Бернабей**^{2,3}, PhD; **Ф. А. Даневич**^{1,2,6,7}, д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. НАНУ; **В. Ю. Денисов**¹, д.ф.-м.н., проф., акад. НАНУ; **А. Інчіккітті**^{4,5}, PhD; **Ф. Каппелла**^{4,5}, PhD; **В. Караччіоло**², PhD; **Д. В. Касперович**¹, к.ф.-м.н., ст. дослідник; **В. Р. Клавдієнко**¹, PhD; **В. В. Кобичев**¹, к.ф.-м.н., ст. дослідник; **М. Лаубенштайн**⁸, PhD; **А. Леончіні**^{4,5}, PhD; **В. Мерло**^{2,3}, PhD; **С. Нізі**⁸, PhD; **В. І. Третяк**^{1,6,8}, к.ф.-м.н., с.н.с.; **Ф. Ферелла**⁸, PhD; **Р. Черуллі**^{2,3}, PhD.

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Національний інститут ядерної фізики, секція у Римі "Тор Вергата", Рим, Італія

³ Римський університет "Тор Вергата", Рим, Італія

⁴ Національний інститут ядерної фізики, секція у Римі, Рим, Італія

⁵ Римський університет "Ла Сапієнца", Рим, Італія

⁶ Інститут експериментальної та прикладної фізики, Чеський технічний університет у Празі, Прага, Республіка Чехія

⁷ Науковий інститут Гран-Сассо, Л'Аква, Італія

⁸ Національний інститут ядерної фізики, Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія

Подвійний альфа-розпад (2α) – це рідкісний вид радіоактивного розпаду, при якому з материнського ядра вилітають дві альфа-частинки. На відміну від двох послідовних α -розпадів, подвійний α -розпад розглядається як окремий корельований канал розпаду ядра. Можливість такого процесу обговорювалася ще в ранніх теоретичних роботах у 80-х роках, однак помітний сучасний інтерес до нього зріс після праць [1,2]. У цих роботах були наведені теоретичні оцінки періодів напіврозпаду та запропоновані можливі шляхи експериментального пошуку 2α -розпаду. Теоретичні розрахунки свідчать, що для більшості нуклідів парціальні періоди напіврозпаду мають бути дуже великими, тому станом на 2026 рік цей процес залишається експериментально не підтвердженим; водночас для окремих нуклідів уже встановлено межі на парціальні періоди напіврозпаду [1,3,4,5]. Нами було виконано експериментальний пошук цього розпаду методом гамма-спектрометрії. У вимірюваннях використовувався низькофоновий напівпровідниковий германієвий детектор у підземній лабораторії Гран-Сассо (Італія), а як джерело кристал GAGG:Ce ($Gd_3Al_2Ga_3O_{12}(Ce)$) масою 285 грам. Для обробки був використаний гамма-спектр, виміряний протягом 308 годин.

Методика обробки передбачала пошук гамма-піків, утворених у розпадах вторинних нуклідів, що виникли після 2α -розпаду ядер з уран-торієвих рядів та ядер $^{175,176}\text{Lu}$ (нуклід ^{176}Lu , з активністю 11 Бк/кг, присутній у кристалі як забруднення). У ході обробки даних було здійснено оцінку роздільної здатності детектора. Моделювання ймовірності реєстрації гамма-квантів у піках повного поглинання здійснювалося методом Монте-Карло. Відповідні обчислення та створення симуляційної моделі експерименту проводилися у середовищі Simourg 1.5.0 [6], що функціонує як оболонка над пакетом симуляцій GEANT4 [7,8]. Верифікацію симульованої моделі здійснено шляхом порівняння з γ -піками розпаду нукліда ^{176}Lu у діапазоні 88–401 кеВ. Крім того, у спектрі було проведено пошук піків, які могли б бути пов'язані з розпадом дочірніх продуктів, утворених у процесах 2α -розпаду. Зокрема, з аналізу спектру в інтервалі енергій 700–2615 кеВ (де очікуються γ -піки з енергіями 745.0 та 1371.8 кеВ, що мають випромінюватися ядрами ^{167}Ho та ^{168}Ho , які є продуктами подвійного альфа-розпаду ^{175}Lu та ^{176}Lu відповідно), отримано обмеження на 2α -розпад $^{175,176}\text{Lu}$ відповідно $T_{1/2} > 1.03 \times 10^{14}$ років та $T_{1/2} > 4.88 \times 10^{12}$ років (CL 90%).

За результатами проведеного дослідження було встановлено експериментальні обмеження на парціальні періоди напіврозпаду по каналу 2α -розпаду нуклідів з уран-торієвих рядів на рівні $T_{1/2} \sim 10^9$ – 10^9 років та нуклідів $^{176,175}\text{Lu}$ на рівні $T_{1/2} \sim 10^{12}$ – 10^{14} років. Це свідчить

про обмежену чутливість методу гамма-спектрометрії для пошуку такого типу розпаду та мотивує подальші дослідження, спрямовані на розробку більш ефективних методик пошуку цієї рідкісної моди розпаду нуклідів. Наразі готуються нові вимірювання кристала GAGG:Ce з використанням великого HPGe-детектора.

Список використаних джерел

- [1] V. I. Tretyak, «Spontaneous double alpha decay: First experimental limit and prospects of investigation» *Nuclear Physics and Atomic Energy*, 22, p. 121-126, 2021, DOI: <https://doi.org/10.15407/jnpae2021.02.121>.
- [2] V. Yu. Denisov, «Estimation of the double alpha-decay half-life» *Physics Letters B*, 835, 137569, 2022, DOI: 10.1016/j.physletb.2022.137569.
- [3] P. Belli et al., «Search for alpha and double alpha decays of natural Nd isotopes accompanied by gamma quanta» *The European Physical Journal A*, 60, 46, 2024, DOI: 10.1140/epja/s10050-024-01260-3.
- [4] P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella et al., «Final results of the measurement to search for rare decays of naturally occurring osmium isotopes with ultra-low background gamma-ray spectrometry» *The European Physical Journal A*, 60, 150, 2024, DOI: 10.1140/epja/s10050-024-01371-x
- [5] C. Theisen and E. Khan, «Probing two-alpha radioactivity with ^{224}Ra » Proposal to the ISOLDE and Neutron Time-of-Flight Committee, CERN-INTC-2021-054, INTC-P-616, 2021, <https://cds.cern.ch/record/2782408/files/INTC-P-616.pdf>
- [6] V. V. Kobychiev, «The program Simourg for simulating the response functions of gamma detectors with simple geometries» *Nuclear Physics and Atomic Energy*, 12, p. 301-306, 2011, DOI: <https://doi.org/10.15407/jnpae2011.03.301>
- [7] J. Allison et al., «Geant4 developments and applications» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53, p. 270-278, 2006, DOI:10.1109/TNS.2006.869826
- [8] S. Agostinelli et al., «Geant4—a simulation toolkit» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 506, p. 250-303, 2003, DOI:10.1016/S0168-9002(03)01368-8.

КВАНТОВО-ХІМІЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТЕРМОДИНАМІЧНОЇ СТАБІЛЬНОСТІ КАЛЬЦІЙ-ФОСФАТНИХ КЛАСТЕРІВ У МАС-СПЕКТРАХ TOF-SIMS

Коваленко Б. О.¹, аспірант; Калінкевич О. М.¹, к.ф.-м.н., с.д.

¹ Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Дослідження кальцій-фосфатних біоматеріалів методом мас-спектрометрії вторинних іонів з часопролітним мас-аналізатором дозволяє ідентифікувати специфічні кластерні утворення. В експериментальних мас-спектрах гідроксиапатиту, отриманих методом плазмово-десорбційної мас-спектрометрії (²⁵²Cf-ПДМС), спостерігається інтенсивна емісія іонів з масами (m/z) 175, 231 та 287, які маси яких відрізняються на 56 Да, що відповідає CaO («серія А», [1]). Висока інтенсивність цих піків (феномен «магічних чисел») вказує на їхню аномальну стабільність, однак механізм росту та точна структура фрагментів потребують теоретичного обґрунтування. Метою роботи є визначення термодинамічної стабільності та механізму росту кальцій-фосфатних кластерів у вакуумі методами квантової хімії.

Квантово-хімічні розрахунки проводилися в програмному пакеті ORCA 6.1.1 [2] методами теорії функціонала щільності (DFT). Для прецизійного врахування дисперсійних взаємодій у щільних неорганічних кластерах використовувався гібридний функціонал wB97X-D4 [3] з повноелектронним базисним набором def2-TZVP. Оптимізація геометрії виконувалася з жорсткими критеріями збіжності (TightOpt) з подальшим розрахунком частот нормальних коливань для визначення вільної енергії Гіббса (ΔG).

Змодельовано послідовне приєднання нейтральних частинок CaO до базового фосфатного іона [Ca₂PO₄]⁺ (m/z 175). Розраховані зміни вільної енергії (ΔG) реакцій кластероутворення продемонстрували екстремальну екзотермічність: $\Delta G = -112,4$ ккал/моль для утворення [Ca₃PO₅]⁺ (m/z 231) та $\Delta G = -129,6$ ккал/моль для [Ca₄PO₆]⁺ (m/z 287). Глибокі енергетичні мінімуми свідчать, що частинки CaO хімічно інтегруються у фосфатну матрицю. Значна термодинамічна стабільність кластерів 231 та 287 (енергія відриву CaO перевищує 110 ккал/моль) перетворює їх на «термодинамічні пастки», що блокує їхню фрагментацію під час прольоту в мас-аналізаторі.

Оскільки термодинамічна вигідність другого кроку росту більша за перший (-129,6 проти -112,4 ккал/моль), тренд падіння інтенсивності піків з ростом маси (175 > 231 > 287) має кінетичну природу і відображає експоненційне падіння ймовірності багаточастинкових зіткнень. Отже, розрахунки повністю підтверджують структурну модель росту іонів «серії А» шляхом послідовної координації CaO. Феномен «магічних чисел» для мас 231 та 287 зумовлений їхньою аномальною стійкістю до розпаду, що робить їх кінцевим продуктом рекомбінації в плазмовому факелі приладу.

Список використаних джерел

- [1] Калінкевич А. Н., Данильченко С. Н., Суходуб Л. Ф. Идентификация кальций-фосфатных биоматериалов на основе характеристических ионов в масс-спектрах. Біофізичний вісник, 2011, Вип. 27(2), С. 103-115.
- [2] Neese F. Software update: the ORCA program system, version 6.0. WIREs Comput. Mol. Sci., 2025, 15(1), e70019.
- [3] Ehlert S. et al. A generally applicable atomic-charge dependent London dispersion correction. J. Chem. Phys., 2019, 150(15), 154122.

DETERMINATION OF THE OPTICAL ATTENUATION LENGTH IN A LONG BGO SCINTILLATOR VIA MONTE CARLO EXPERIMENTAL DATA UNFOLDING

D. S. Kovalenko on behalf of BINGO collaboration

Institute for Nuclear Research of NASU, 03028 Kyiv, Ukraine

The BINGO project [1] aims to advance the search for neutrinoless double-beta decay ($0\nu 2\beta$) by achieving improved sensitivity through innovative technologies. The project targets a low background index of approximately 10^{-5} counts/(keV · kg · yr) in ROI by minimizing passive materials and implementing an active cryogenic veto system.

The active veto uses $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO) scintillators to detect and reject gamma radiation background events, with a germanium bolometric light/heat detector serving for signal readout, operating at around 10 mK. Research showed [2] that BGO crystals have a light yield of around 24 photons/keV at a 4 K temperature, which can be adopted for lower temperature levels. Considering also the rather high attenuation length at the emission maximum of around 300 cm [3], one can clearly see that light is the main signal-forming factor of a bolometric spectrometer based on BGO crystal. Unfortunately, active veto will be developed using long BGO crystals, with length around 50 cm and there is a problem with determining the transparency for such long samples utilizing direct spectrophotometer methods, therefore an alternative approach should be employed.

Our experimental samples are trapezoidal crystals with a length of 23 cm and a cross-sectional area of about 19.4 cm² (approximately 5 cm thick). Five sides of the crystal are air-coupled to ESR Vikuiti film, while one end is connected to a PMT via optical grease. The crystal is placed in a 3D-printed plastic holder inside an aluminum cylinder with an external diameter of 12 cm and a wall thickness of 1 cm. The system is fixed so that the measuring tool is aligned parallel to the main axis of the crystal (Fig. 1).

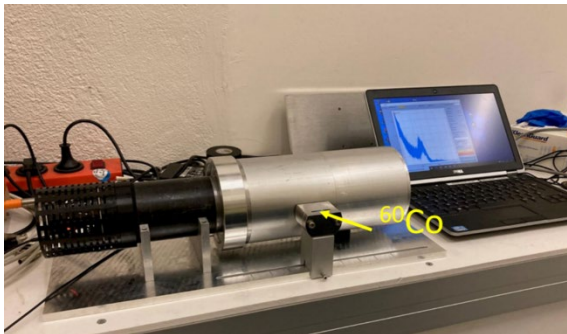


Fig. 1 Experimental setup to measure photo collection uniformity of BGO crystal.

A collimated ^{60}Co source is then moved along a ruler with a step of 2.5 cm, and the spectrum is measured for up to 100–200 hours at each position. Each spectrum is then used to determine the peak position in arbitrary units. The peak position reflects how efficiently light is collected from different regions of the crystal.

Such measurements can take the form of relative collection curve which can be reconstructed using optical Monte Carlo approach varying optical attenuation lengths.

To obtain a good approximation for a purely optical simulation, it is necessary to perform an independent gamma-flux simulation in the energy range of the ^{60}Co emission to determine the distribution of possible scintillation vertices. However, the resulting truncated cone-shaped vertex distribution, with an imaginary apex at the center of the ^{60}Co source position, can be replaced by a uniform vertex distribution along the same cone axis traversing the crystal. The difference in light-collection efficiency between the two cases lies within the 1σ interval of the standard uncertainty.

The scintillation emission spectrum of BGO has a maximum at around 2.5 eV. In the simulation, the full energy distribution is used [4]. The wavelength dependence of the BGO refractive index [5] is also reproduced in the simulation. Finally, the reference wavelength-dependent optical attenuation length [6] was multiplied by different scaling factors for subsequent chi-square tests comparing the measured and simulated data.

The refractive index of the optical grease was defined as 1.5 and assumed to be uniform over the emission spectrum, with 100% transmittance. This approximation is justified because the thin optical layer mainly affects the optical boundary conditions it creates, while the amount of light it absorbs is

negligible.

The ESR film wrapping was implemented using two methods:

- UNIFIED optical model, with an air gap defined as a physical interface between the BGO and ESR surfaces. In this case, the ESR optical properties were defined according to the manufacturer's specifications [7].

- Measurement lookup table (LUT) – based optical model for a mechanically polished BGO crystal air-coupled to ESR film [8].

Both methods produced consistent results. However, the first approach was preferred because it is better suited for future bolometric simulations, where the vacuum interface can be adjusted. In contrast, the LUT model is specified for room temperature conditions and treats the ESR layer as a BGO “skin” rather than as a physical volume.

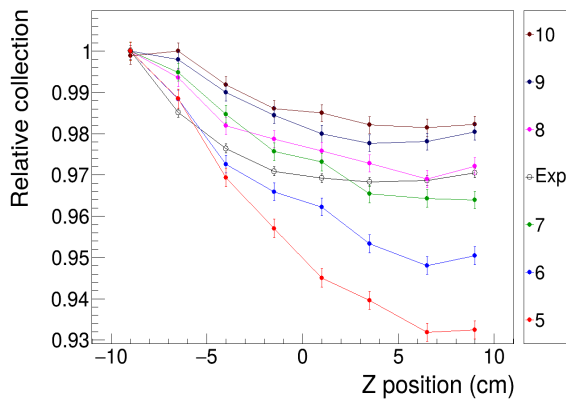


Fig. 2 Comparison of relative light collection efficiency – colored lines are simulated with different attenuation length reference [7] scaled by numerical factor; unfiled points are simulated data

corresponding to an attenuation length at the emission spectrum maximum of 80 ± 8 cm.

Table 1

The optimal scaling factors for absorption length to align experimental and simulated relative collections.

Crystal №	Scaling factor
1	7
2	8
3	9
4	8

By

applying scaling factors to the reference attenuation length in the range from 5 to 10 with a step of 1, the most suitable multiplier can be determined using a chi-square test.

Table 1 summarizes the scaling factors obtained for four sample crystals wrapped with ESR Vikuiti, and Figure 2 demonstrates that the approximate value of the coefficient can also be estimated visually. The mean scaling factor is therefore 8.0 ± 0.8 ,

References

- [1] A. Armatol, et al., Nucl. Instrum. Methods A. 1096 (2024) 169936.
- [2] J. Gironnet, et al., Nucl. Instrum. Methods A. 594(3), 358 (2008)
- [3] L. Yuan, et al., IEEE Transactions on Nuclear Science. 65(7), 1403 (2018)
- [4] C.L. Melcher, et al., IEEE Transactions on Nuclear Science. 32(1), 529 (1985)
- [5] G.E. Jellison, et al., Journal of Applied Physics. 107(1), 013514 (2010)
- [6] E. Roncali, et al., Physics in Medicine and Biology. 2014, Vol. 59, No. 23, pp. 7315–7335.
- [7] Melinex 339 film. <https://www.tekra.com/products/films/polyester-films/polyester-pet/melinex-339>. Accessed: 08 July 2025
- [8] J. Janecek and W. W. Moses, IEEE Transactions on Nuclear Science. vol. 57, no. 3, pp. 964–970, Jun. 2010, doi: 10.1109/TNS.2010.2045511

СИНХРОНІЗАЦІЯ РОБОТИ ГЕНЕРАТОРІВ HiPIMS ТА BIAS ДЛЯ ЦИЛІНДРИЧНОЇ МАГНЕТРОННОЇ РОЗПИЛЮВАЛЬНОЇ СИСТЕМИ

Коломієць В.М., к.ф.-м.н., зав. сек.; Запорожець В.К., гол. інж.; Кравченко С.М., м.н.с.
Луговський В.О., асп.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Магнетронне розпилення імпульсами високої потужності (HiPIMS - High Power Impulse Magnetron Sputtering) – це вдосконалена технологія фізичного осадження з парової фази (PVD), яка використовується для отримання тонкоплівкових покриттів. При застосуванні цієї технології, завдяки коротким потужним імпульсам, утворюється дуже щільна плазма (пікові значення біля 10^{13} см^{-3}) з концентрацією іонів матеріалу розпилення (катода) до 75%. Для прикладу, при магнетронному розпиленні постійним струмом така концентрація іонів досягає лише 10%. При прикладенні потенціалу зміщення (BIAS) до поверхні (підкладки), на яку осаджується покриття, можна контролювати його властивостями: покращувати адгезію, щільність, структуру тощо. Також розпилені іони катода-мішені можна практично імплантувати в поверхню підкладки. Синхронізація процесу HiPIMS + BIAS робить його ідеальним для отримання високоефективних покриттів для застосування в таких галузях, як електроніка, оптика та машинобудування [1-3].

Однією з основних компаній, яка професійно займається поєднанням (синхронізацією) технології HiPIMS з магнетронним розпиленням постійним струмом (DC), високочастотним струмом (RF) чи з BIAS є німецька компанія «MELEC GmbH» [4]. В своїх розробках для магнетронних розпилювальних систем вони використовують 3 точки підключення для схем HiPIMS + BIAS (катод, анод, підкладка) або 2 точки – HiPIMS + DC чи HiPIMS + RF (катод, анод). Слід зазначити, що для двохточкової системи блоки живлення (генератори напруги) під'єднуються однаковою полярністю.

У циліндричних магнетронних розпилювальних системах (ЦМРС), особливо невеликих діаметрів менше 60 мм, зазвичай, деталь (порожнистий виріб), на внутрішню поверхню якої необхідно нанести покриття, виступає в якості аноду. Тобто, в підсумку, маємо лише дві точки для підключення генераторів напруги: анод і катод. Складність полягає в тому, що генератори HiPIMS та BIAS необхідно під'єднувати до цих точок різною полярністю, тому для таких ЦМРС потенціал зміщення практично не використовують.

Авторами роботи розроблена та перевірена в реальних умовах схема синхронізації HiPIMS + BIAS для циліндричної магнетронної розпилювальної системи при напиленні покриттів на внутрішню поверхню порожнистих виробів, в тому числі, й складної форми. Ця схема складається з двох каналів управління потенціалами, що по черзі підключаються до катода вакуумної установки. По одному з каналів подається постійна позитивна напруга зміщення BIAS, а по іншому – імпульсна негативна іонізуюча напруга HiPIMS. Інші виводи з блоків живлення підключені до аноду (деталі), і згідно правил техніки безпеки «заземлені». Також у блоці синхронізації (БС) передбачена можливість вимірювання величин струму та напруги BIAS. Величина, тривалість і частота проходження імпульсів HiPIMS формується спеціалізованим джерелом, в нашому випадку 4A Plasma з середньою потужністю до 6 кВт.

Основне завдання БС по черзі подавати напругу протилежних знаків на катод. БС формує сигнал управління каналами подачі напруг при появі та зникненні імпульсів («негативний» та «позитивний» фронти імпульсів, відповідно) HiPIMS на відповідному вході БС. У вихідному стані БС до катода підключено BIAS (відкритий канал управління напруги зміщення BIAS). З появою «негативного» фронту HiPIMS (виникнення імпульсу негативної напруги на вході відповідного каналу) відбувається відключення BIAS від катода та підключення до нього, із затримкою 50 мікросекунд, HiPIMS (рис. 1 а, б). При появі «позитивного» фронту HiPIMS (зникнення імпульсу негативної напруги на вході відповідного каналу) відбувається відключення його від катода та підключення до нього із затримкою 50 мікросекунд BIAS.

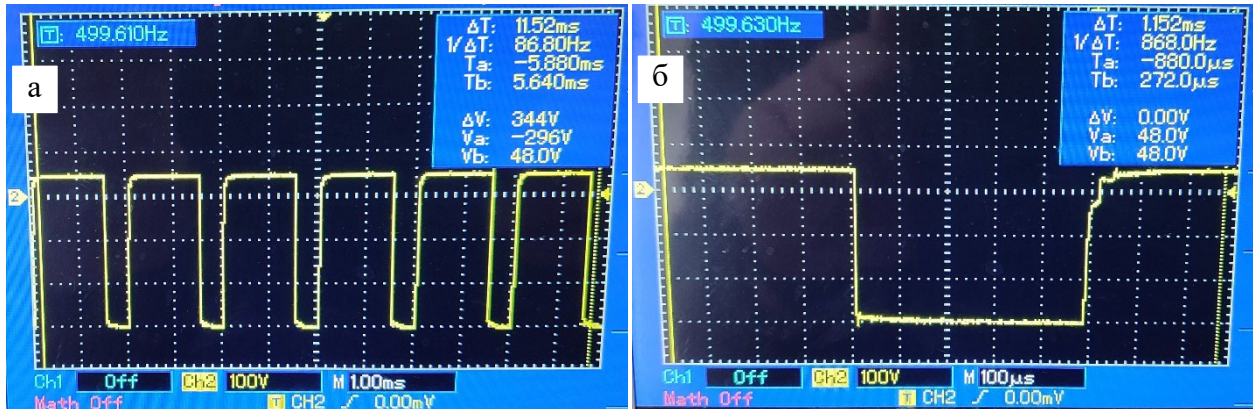


Рис. 1. Осцилограма роботи блоку синхронізації HiPIMS + BIAS: а – ширина розгортки по часу 1000 мкс; б – 100 мкс

Формування затримок при перемиканні каналів подачі напруги до катода необхідно, щоб унеможливити виникнення «наскрізних» струмів між джерелами HiPIMS і BIAS при перемиканні подачі їх до катода.

Використання схеми HiPIMS + BIAS для ЦМРС дозволяє покращувати щільність плівки: напруга зміщення збільшує енергію іонів, що призводить до формування щільніших покриттів з меншою кількістю дефектів; покращувати адгезію: збільшене іонне бомбардування зміцнює зв'язок між покриттям та підкладкою; оптимізувати мікроструктуру: контроль напруги зміщення дозволяє підібрати кристалічність та фазоутворення, покращуючи властивості матеріалу покриття; покращувати механічні характеристики: напруга зміщення підвищує твердість та зносостійкість покриттів; покращувати стійкість до корозії: негативна напруга зміщення покращує однорідність покриття, зменшуючи пористість та посилюючи захист від впливу навколишнього середовища.

Список використаних джерел

- [1] V. Sittinger, F. Ruske, W. Werner, C. Jacobs, B. Szyszka and D. J. Christie, «High power pulsed magnetron sputtering of transparent conducting oxides» *Thin Solid Films*, т. 516, p. 5847-5859, 2008.
- [2] О. І. Шкурат, В. Т. Ханнолайнен, В. М. Коломієць, С. М. Кравченко, В. М. Канівець, А. М. Юнда та В. І. Костецький, «Магнетронна розпилювальна система для нанесення захисних покриттів на внутрішню поверхню стволів малого калібру» *Озброєння та військова техніка*, т. 27, № 3, с. 43-49, 2020.
- [3] D. Lundin, T. Minea and J. T. Gudmundsson, *High Power Impulse Magnetron Sputtering*, Elsevier, 2020.
- [4] *HiPIMS – High Power Impulse Magnetron Sputtering*. Available: <https://www.melec.de/technology/hipims/>. [Accessed: Mar. 31, 2026].

НІТРАТ СВИНЦЮ - ПЕРСПЕКТИВНИЙ П'ЄЗООПТИЧНИЙ МАТЕРІАЛ

Коломоєць Г.Г., к.ф.-м.н., доц.

Бердянський державний педагогічний університет, Запоріжжя, Україна

В серії нещодавніх статей (наприклад [1,2]) ми обговорювали механізм фазових переходів в нітратах двовалентних елементів $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ та $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$. Було відмічено, що в цих матеріалах відбувається низка фазових переходів $\text{Pm}\bar{3} \leftrightarrow \text{Pa}\bar{3} \leftrightarrow \text{P}2_1\bar{3}$. Згідно з нашим припущенням фазові переходи в цих кристалах відбуваються за рахунок особливої рухливості групи NO_3^- в кристалічній решітці. Фазовий перехід $\text{Pm}\bar{3} \rightarrow \text{Pa}\bar{3}$ відбувається за рахунок «заморожування» вільного обертання групи NO_3^- навкруги атому азота, яке має місце у фазі $\text{Pm}\bar{3}$. Фазовий перехід $\text{Pm}\bar{3} \rightarrow \text{P}2_1\bar{3}$ здійснюється за рахунок зміщення атому азота відносно площини атомів кисню та особливого розташування груп NO_3^- всередині елементарної комірки таким чином, що елементарна комірка втрачає центр інверсії.

Ми зробили припущення, що особлива рухливість груп NO_3^- в нітратах двовалентних елементів може призводити також до існування п'єзооптичного ефекту у цих матеріалах.

Для дослідження п'єзооптичного ефекту в нітраті свинцю ми створили спеціальну установку, яка дозволяла вимірювати кут повороту площини поляризації монохроматичного випромінювання, що пройшло крізь зразок, який змінювався залежно від величини механічної напруги, яка прикладалася до зразка. Механічна напруга на зразок прикладалася за допомогою спеціального електромеханічного перетворювача і регулювалася силою струму, що проходив через цей перетворювач.

Для вимірювань були використані монокристали нітрату свинцю високої оптичної якості, які були вирощені з насичених водних розчинів відповідної солі методом поступового зниження температури від 313 К до кімнатної. Кристали, які були вирощені таким способом, мали форму кубооктаедра, яка є рівноважною формою росту для кристалів нітратів двовалентних елементів.

Для дослідження з цих монокристалів були вирізані зразки у формі брусків різної орієнтації, таким чином, щоб було можливим виміряти основні п'єзооптичні коефіцієнти чи їхні комбінації.

Відомо, що матриця п'єзооптичних коефіцієнтів для класу T_h кубічної сингонії має чотири відмінні від нуля компоненти : π_{11} , π_{12} , π_{13} та π_{44} .

Результати наших вимірювань показали наступні величини п'єзооптичних коефіцієнтів для нітрату свинцю:

$$\frac{1}{2} n_0^3 (\pi_{11} - \pi_{12}) = - 42,1 \text{ Брюстер};$$

$$\frac{1}{2} n_0^3 (\pi_{11} - \pi_{13}) = - 65,8 \text{ Брюстер};$$

$$n_0^3 \pi_{44} = - 16,0 \text{ Брюстер},$$

де n_0 – коефіцієнт заломлення світла для нітрату свинцю у ненапруженому стані.

Таким чином, виявилось, що величини п'єзооптичних коефіцієнтів нітрату свинцю не поступаються величинам п'єзооптичних коефіцієнтів найкращих п'єзооптичних матеріалів, наприклад, таких, як KDP і ADP.

Список використаних джерел

[1] A.G. Kolomoets, O.V. Shkola, L.O. Lisina. «Phase Transitions and Structural Peculiarities of Divalent Nitrates» Журнал нано- та електронної фізики, Т.16, № 1, С.01009-010011, 2024.

[2] A.G. Kolomoets, O.V. Shkola, L.O. Lisina, O.Ya. Kuznetsova. «Translational Twins and Extraordinary Classification of Divalent Nitrates» Журнал нано- та електронної фізики, Т.17, № 2, С.02009-1 -02009-4, 2025.

TASK-ORIENTED PROTECTION OF QUANTUM MEMORY, COMPUTATION, AND TRANSFER-LIKE OPERATIONS USING REPEATED JOINT BELL MEASUREMENTS

O. Konovalenko¹, PhD student.; Z. Maizelis², Doctor of Sciences, Professor.

^{1,2} *O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of the NAS of Ukraine, Kharkiv, Ukraine*

² *V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*

Our study investigates how repeated joint measurements onto the odd Bell subspace can protect useful quantum behavior in noisy two-qubit systems [1, 2]. We develop a common framework and test it on three classes of protocols: logical bit storage [3], an encoded Deutsch algorithm [4], and a teleportation-like transfer fragment [5]. In all three cases, the central idea is to keep the essential part of the evolution within the odd Bell sector and to apply protective projections during the protocol, while postponing decoding and final readout until the end.

For logical bit storage, the states $|\Psi^-\rangle$ and $|\Psi^+\rangle$, are used as logical 0 and 1, respectively. The main effect of the protective measurements is a strong suppression of leakage from the encoded subspace. In the tested examples, the population outside the logical sector decreases from approximately 0.53 without protection to about 0.003 with protection. At the same time, the logical readout success probability increases from about 0.20 to 0.42 for one stored bit and from about 0.21 to 0.45 for the other, showing that subspace stabilization leads to partial recovery of logical information in the presence of noise.

For the encoded Deutsch algorithm, logical gates and oracle operations are implemented directly within the protected Bell subspace. Here the protection acts at the algorithmic level: for the constant-oracle case, the probability of correctly identifying the oracle class rises from about 0.039 without measurement to about 0.582 with measurement. This demonstrates that joint Bell measurements can preserve computational functionality, not only entanglement structure.

For the teleportation-like transfer fragment, the protocol does not represent full three-qubit teleportation, but rather an encoded transfer-and-correction stage realized with two qubits. Performance on the receiver side improves significantly under protection, reaching fidelity values near 0.657 for both tested logical inputs, together with substantial retained coherence. Although the global two-qubit fidelity remains lower, the results show that the information recovered at the receiver clearly benefits from measurement-assisted protection.

Overall, the study shows that repeated joint Bell measurements can serve as a reliable protection tool. They suppress leakage, improve task-level success probabilities, and provide a unified strategy for stabilizing memory, simple computation, and transfer-like quantum operations in open two-qubit systems.

References

- [1] O. M. Konovalenko and Z. A. Maizelis, "Suppression of decoherence by multiple joint measurements in entangled systems," *Low Temp. Phys.*, vol. 51, no. 11, pp. 1366–1373, 2025.
- [2] O. M. Konovalenko and Z. A. Maizelis, "Discrete QND Entanglement-Protection Protocol for a Phase-Shifted Bell Pair," *Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics*, iss. 42, pp. 53–57, May 2025.
- [3] P. W. Shor, "Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory," *Physical Review A*, vol. 52, no. 4, pp. R2493–R2496, 1995.
- [4] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters, "Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels," *Physical Review Letters*, vol. 70, no. 13, pp. 1895–1899, 1993.
- [5] D. Deutsch and R. Jozsa, "Rapid solution of problems by quantum computation," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences*, vol. 439, no. 1907, pp. 553–558, 1992.

РОЗРАХУНОК ФОРМ ПОТЕНЦІАЛЬНИХ ЯМ ПОБЛИЗУ ТОЧКОВИХ ДЕФЕКТІВ У БАГАТОКОМПОНЕНТНИХ МЕТАЛЕВИХ СПЛАВАХ

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

¹ Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Моделювання процесів позитронної анігіляції в багатокомпонентних металевих сплавах є одним із найефективніших підходів до дослідження точкових дефектів, їх розмірів, локальної електронної структури та взаємодії з легуючими елементами. Зокрема, у випадку аустенітних сталей та сплавів системи Fe–Cr–Ni, які широко застосовуються у ядерних технологіях та високотемпературних конструкційних матеріалах, позитронна спектроскопія дозволяє визначити як окремі вакансії, так і їхні кластери.

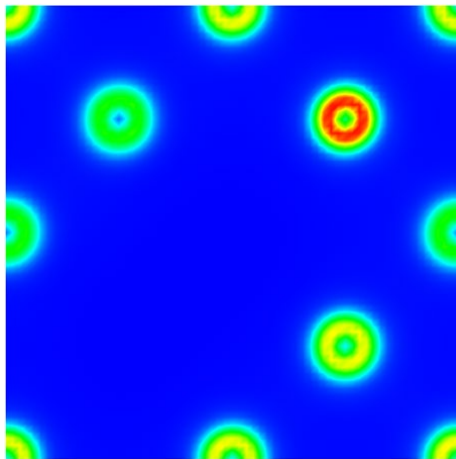


Рис. 1. Візуальне представлення розподілу електронної густини в сплаві Fe–Cr–Ni, за наявності штучно створеного дефекту з 4-х вакансій

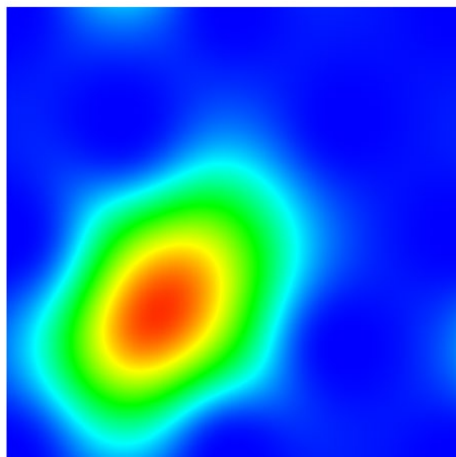


Рис. 2. Візуальне представлення розподілу позитронної густини в сплаві Fe–Cr–Ni, за наявності штучно створеного дефекту з 4-х вакансій, в полі електронної густини.

де: $V_{e^+}(\mathbf{r})$ містить внески електростатичного потенціалу електронів, потенціалу іонів, e^-e^+ обмінно-кореляційну умову.

Тип хімічних елементів у найближчому оточенні впливає на форму потенціальної ями через відмінності в радіусах атомів, електронній густині та характері зв'язків. У сплаві Fe–Cr–

В даній роботі проведено розрахунки електронної та позитронної підсистем у сплаві Fe–Cr–Ni на основі програмного пакета ABINIT 10.4.7 [1]. Методика базується на поділі задачі на два незалежні етапи — електронний (SCF) та позитронний (P-SCF), що відповідає офіційним рекомендаціям ABINIT для моделювання позитронних станів у твердому тілі [2].

Електронні обчислення виконуються методом Density Functional Theory (DFT) [3] із застосуванням локально-спінового наближення (LSDA) або узагальненого градієнтного наближення (GGA), залежно від вибраних псевдопотенціалів. Для енергії електронної підсистеми мінімізується функціонал:

$$E[\rho(\mathbf{r})] = T_s[\rho] + E_H[\rho] + \int V_{\text{ext}}(\mathbf{r})\rho(\mathbf{r}) d\mathbf{r} + E_{\text{xc}}[\rho] \quad (1)$$

де: T_s — кінетична енергія невзаємодіючих електронів, E_H — кулонівська енергія Хартрі, V_{ext} — потенціал йонів, E_{xc} —обмінно-кореляційний функціонал.

Позитронна задача розв'язується окремо, згідно з формалізмом двочастинкової електрон-позитронної системи (e^-e^+ DFT). Використано наближення Agronon–Rajanne для обмінно-кореляційного потенціалу e^-e^+ [4], що є стандартом у більшості робіт з вакансій у металах. Рівняння для позитронної хвильової функції:

$$\left[-\frac{1}{2}\nabla^2 + V_{e^+}(\mathbf{r}) \right] \psi_{e^+}(\mathbf{r}) = E_{e^+}\psi_{e^+}(\mathbf{r}) \quad (2)$$

Ні це приводить до зміни контрасту електронної густини поблизу дефектів, а отже — до модифікації профілю позитронної локалізації, рис. 1.

Вакансії та їхні кластери різко зменшують локальну електронну густину, формуючи потенціальні ями, глибина і ширина яких збільшуються зі зростанням розміру дефекту. Одна вакансія створює неглибоку, але вузьку яму; багатовакансійні кластери — глибші та просторово більш розширені пастки для позитронів, що відображено на рис. 2.

Таким чином, показано що хімічний склад сплаву суттєво впливає на розміри та висоту потенціальної ями, що утворюється в дефектах точкового типу. Продемонстрований підхід може ефективно використовуватися для побудови моделі розрахунку часу життя позитронів в таких типах дефектів і, відповідно, дозволяє передбачати форму експериментальних спектрів часу життя позитронів у складних сплавах та надає дані для обробки цих спектрів.

Список використаних джерел

[1] X. Gonze та ін., “The Abinitproject: Impact, environment and recent developments”, *Comput. Phys. Commun.*, т. 248, с. 107042, берез. 2020.

[2] “Positron - Abinit”. ABINIT Official Documentation. Доступно: <https://docs.abinit.org/tutorial/positron/>

[3] N. Argaman та G. Makov, “Density functional theory: An introduction”, *Amer. J. Phys.*, т. 68, № 1, с. 69–79, січ. 2000.

[4] J. Arponen та E. Pajanne, “Electron liquid in collective description. III. Positron annihilation”, *Ann. Phys.*, т. 121, № 1-2, с. 343–389, верес. 1979..

ОПТИМІЗАЦІЯ КОНСТРУКЦІЇ ПРОМЕНІВ FPV-ДРОНА

Кудряшов Я.С., студент; Мартиненко П.О., студент; Мусієнко О.С., PhD, старший викладач

КПІ імені Ігоря Сікорського, Київ, Україна

У сучасних умовах, в яких опинилася наша країна, підвищились вимоги до інженерних рішень в багатьох галузях, а особливого значення набуває військова сфера, розвиток якої впливає на безпеку та майбутнє нашої країни. У даних умовах домінуючим в багатьох аспектах видом озброєння є FPV-дрони (рис. 1).

У рамках даного дослідження було проведено аналіз конструкції одного з таких зразків. Його каркас складається з центральної пластини, яка з'єднана з променями – елементами, на яких розміщуються мотори. При цьому основне навантаження, що виникає від роботи двигунів сприймають промені. Тому актуальним є забезпечення міцності та жорсткості даних конструктивних елементів. Але FPV-дрон, як і будь-який літальний апарат, має бути якомога легшим – таким чином збільшується маса корисного навантаження, дальність польоту, а отже і його ефективність. В цій роботі розглянемо 2 варіанти полегшення конструкції променів, без програшу в міцності та при несуттєвому ускладненні процесу виробництва.

Матеріали, з яких виготовляють деталі FPV-дронів, варіюються від композитів (карбон, текстоліт) до звичайних металевих сплавів (як правило, алюмінієвих). В цій роботі розглядатиметься останній з перелічених – алюмінієвий каркас.

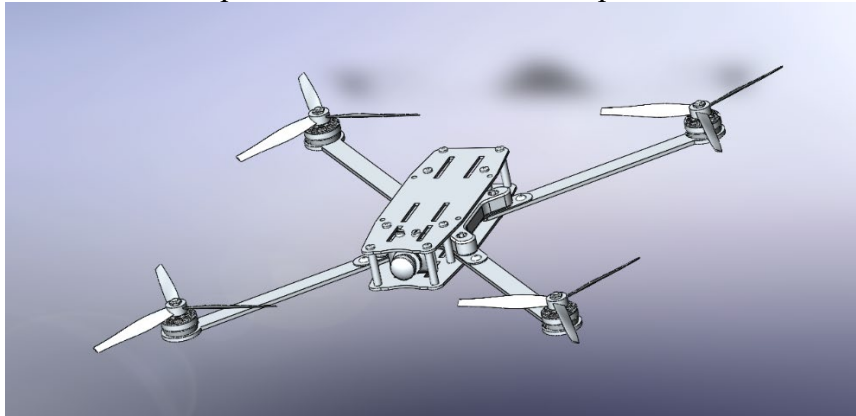
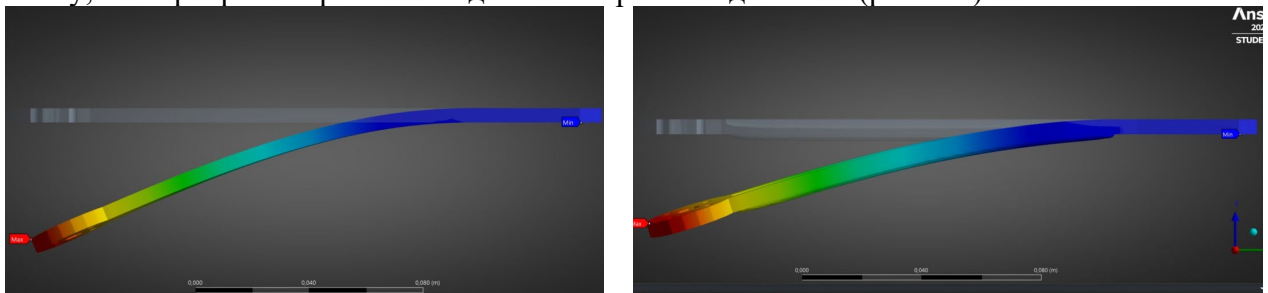


Рис. 1. 3D модель 10-дюймового FPV-дрона

При проведенні аналізу різних варіантів конструкції було застосовано методи чисельного моделювання з використанням програмного комплексу ANSYS [1]. Властивості матеріалів задавалися на основі стандартної бібліотеки програмного забезпечення.

Для першого варіанту модернізації було використано методи холодної деформації для формування додаткових елементів – ребер жорсткості. На рис. 2 показана деформація під дією однакової сили первісного променя (рис. 2 а) та променя, який виготовлено з тоншого листа металу, але з ребром жорсткості вздовж його робочої довжини (рис. 2 б).



а)

б)

Рис.2. Деформація променів, де а) - первісний промінь, б) - модифікований промінь

При цьому маса первісного променя $m_1 = 46,03$ г, а модифікованого - $m_2 = 41,12$ г. Як видно, вигреш в масі реалізовано на 10,66%, при цьому модифікований промінь зігнувся на кут менший на 2-3°, ніж первісний.

У другому варіанті модернізації використовувалась холодна деформація, шляхом заокруглення його робочої частини. Завдяки такому формуванню промінь набуває півциліндричної форми.

На рис. 3 показана деформація променя, який виготовлено з тоншого листа металу, у формі півциліндру.

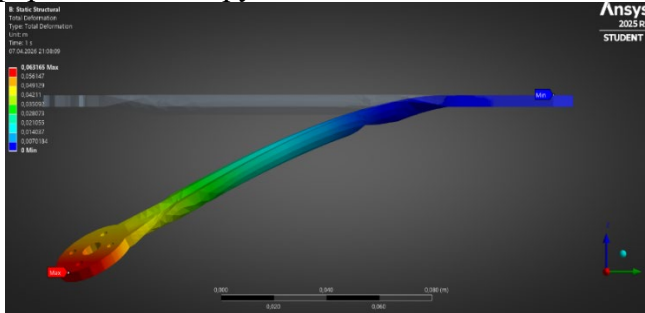


Рис. 3. Деформація заокругленого променя

що можна розглядати як різновид першого варіанту модернізації. На рис. 4 показана

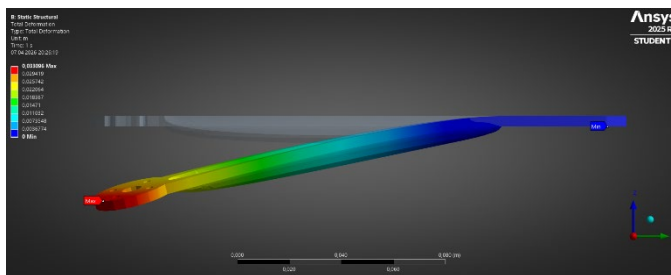


Рис. 4. Деформація променя з глибшим ребром

Отже, під час модифікації променів вдалося досягти виграшу в масі, що дуже важливо для літальних апаратів типу FPV - дрон, при цьому не сильно ускладнивши виробництво, і за рахунок цього підвищено ефективність даного озброєння. Окрім цього, оребрення навіть дозволило покращити міцність деталі, а заокруглення має потенціал для підвищення міцності шляхом зміни геометрії, за рахунок того, що реалізовано найбільший вигреш маси.

Список використаних джерел

- [1] ANSYS, Inc. Theory Reference. Canonsburg, 2004, 1067 p.

ПОДОЛАННЯ ОСВІТНІХ ВТРАТ З ФІЗИКИ У СТУДЕНТІВ ЗВО В УМОВАХ СУЧАСНИХ ВИКЛИКІВ

Кузнєцова О.Я., д.п.н., професор

Бердянський державний педагогічний університет, тимчасово переміщений до м. Запор'яжжя, Україна

Україна офіційно приєдналася до сучасних європейських стратегій розвитку економічного зростання, підписавши Угоду про асоціацію з ЄС [1], в якій зазначено про спрямованість економічних реформ на гармонізацію з європейськими стандартами. У цьому зв'язку, перед вітчизняними вищими закладами освіти постало завдання підготовки фахівців, які б володіли знаннями в галузі новітніх технологій, навичками продукування інноваційних ідей та вміннями їх реалізації у технології, подальшій комерціалізації та промисловій експлуатації. Саме поглиблена підготовка фахівців у вищому навчальному закладі освіти з фізики здатна забезпечити освоєння нових сфер знань, що формує гнучке наукове мислення та відкритість до застосування новітніх фізичних ідей у промислові процеси сучасного високотехнологічного суспільства.

Аналіз результатів складання НМТ з фізики 2019 – 2025 років [2] показав, що до вищих технічних закладів освіти, де фізика виступає фундаментом всіх фахових дисциплін, вступають абітурієнти, які мають низький рівень знань з фізики! Зменшення якісного рівня знань випускників шкіл з фізики спостерігається вже у довоєнні роки, а війна, у свою чергу, загострила цю ситуацію. Наша країна опинилась у стані, коли майбутня відсутність висококваліфікованих науково-технічних фахівців загрожує конкурентоспроможності нашої держави на світовому економічному рівні. У цьому зв'язку, особливо гостро постає задача допомогти студентам, які вступили до закладів вищої освіти (ЗВО) і здобувають вищу освіту під час війни, подолати розрив, що утворився в наслідок освітніх втрат між наявним шкільним рівнем знань з фізики та необхідним для опанування навчальним матеріалом відповідно до змісту, методів та прийомів його викладання, які прийняті у вищих закладах освіти. Як показує викладацький досвід, студентам першого курсу важко дається вивчення фізики, що пов'язано як з академічними аспектами, так із особистими та психологічними факторами. Не заперечним є факт, що університетський курс фізики значно глибший та складніший, ніж шкільний, вимагає абстрактного мислення, а недостатня базова шкільна підготовка з фізики та математики ускладнює розуміння сучасних концепцій. Звісно, студенти до вступу до ЗВО навчалися в школах з різними рівнями викладання фізики, що створює нерівність у знаннях, вміннях та навичках. Слід зазначити не тільки про академічні труднощі першокурсників, а й про психологічний стан сучасного юнацтва, яке навчається в умовах воєнного часу. Постійні стресові навантаження через небезпеку, обстріли та нестабільна ситуація, тривога за близьких, які можуть перебувати в гарячих точках заважає сконцентруватися на навчанні через емоційне виснаження. До того ж, вступ на перший курс ЗВО часто супроводжується стресом через нові умови навчання, конкурентне середовище, відірваність від сім'ї, адаптації до нового соціального середовища. Багато студентів стикаються з труднощами в організації свого часу, особливо, коли, окрім навчання, займаються ще громадською діяльністю. Бо, в університеті не завжди викладач опитує кожного студента на кожному занятті, тоді як у школі кожен учень перебуває під постійним контролем з боку вчителя. Втрата постійного нагляду та «тиску» з боку вчителя під час уроку створює уявлення у студентів про те, що попереду є багато часу до кінця семестру і виконання завдань можна «відкласти на потім». Отже, вступ до ЗВО докорінно змінює стиль життя вчорашнього школяра, тому перший курс університету вимагає високого рівня самодисципліни та вміння самостійно планувати своє навчання.

Подолання освітніх втрат ґрунтується на розробці методичних прийомів, спрямованих на зміну змісту та способу навчальної діяльності студентів-першокурсників через створення базису знань з фізики, необхідного для переборення академічної та психологічної не

впевненості задля розвитку навичок самостійної аудиторної та поза аудиторної роботи з метою опанування університетським курсом фізики.

Розроблена навчальна програма курсу з подолання освітніх втрат з фізики складена на основі аналізу результатів вхідного контролю шкільного рівня підготовленості студентів з фізики; змісту програм з фізики для спеціальностей, на яких навчаються студенти, що виявили бажання отримати додаткову академічну допомогу з фізики; визначення особистісних очікувань студентів від цієї допомоги. Бо одні студенти мають на меті поглибити свої знання з фізики, в той час як інші прагнуть лише вчасно скласти іспит з фізики під час сесії на мінімальний бал. На основі зазначеного аналізу зроблено висновок, що навчальна програма курсу з подолання освітніх втрат має складатися з концептуальних питань розділів фізики, які формують предметні та світоглядні компетентності, на підґрунті яких, у свою чергу, базуються фахові теоретичні знання та практичні навички і вміння відповідно до обраної студентами спеціальності. На підставі вищеописаного аналізу було прийнято рішення рівень науковості викладання матеріалу наблизити до університетського з одночасною імплементацією шкільного матеріалу, демонструючи таким чином умови за яких загальні фізичні закони та теорії перетворюються на прості частинні випадки, що вивчаються у шкільному курсі фізики. Були сформовані групи чисельністю до 10 студентів, яких об'єднувала спільна спеціальність навчання на факультеті, або розроблялись для студентів індивідуальні траєкторії навчання відповідно до їх початкової підготовленості з фізики та очікувань від додаткового вивчення фізики. Відповідно до академічних особливостей сформованих груп студентів або індивідуального навчання, акцентовано увагу на вивченні певних розділів фізики з залученням віртуальних платформ та інструментів штучного інтелекту. Малочисельність груп дає можливість опрацьовувати питання, які виникають у кожного студента особисто, що створює умови для надання індивідуальної допомоги у вивченні фізичного матеріалу. Важливим елементом навчання виступає відстеження академічного прогресу студентів у процесі вивчення курсу з подолання освітніх втрат. У цьому зв'язку, періодично проводиться перевірка рівня засвоєння певної частини матеріалу з фізики. Результати навчання обговорювались з кожним студентом конфіденційно, і надавали можливість особисто кожному студенту оцінювати власні академічні досягнення, формуючи власну відповідальність за результати навчання. Викладач, аналізуючи прогрес студентів, має можливість відслідковувати ефективність обраних методичних прийомів навчання та скорегувати їх, за потреби, спираючись на індивідуальні риси характеру та схильність студентів до учіння. Практичний досвід впровадження розробленої методики подолання освітніх втрат з фізики має результатом підвищення в кінці вивчення курсу рівня знань на 20% [3] та виступає дієвим інструментом, який допомагає студентам першого курсу зменшити вплив академічного та психологічного стресу на опанування ними університетським курсом фізики, розвитку навичок самонавчання, що сприяє їхньому успішному професійному становленню та майбутньому фаховому зростанню. Збереження молоді та юнацтва під час війни виступає важливою задачею, бо саме молоде покоління визначає майбутній потенціал України, відбудовуватиме та розвиватиме економіку нашої держави, вітчизняну науку, культуру та політику.

Список використаних джерел

- [1] Офіційний вісник України, № 75, т. 1, с. 83, 2014. [Електронний ресурс]. Доступно: <https://zakon.rada.gov.ua/laws/show/1678-18#Text>.
- [2] «Офіційні звіти | Український центр оцінювання якості освіти». Український центр оцінювання якості освіти. [Електронний ресурс]. Доступно: <https://testportal.gov.ua/ofzvit/>
- [3] О. Я. Кузнєцова, «Методика навчання фізики на адаптаційних курсах» Slovak International Scientific Journal, № 85, с. 61–63, 2024. doi: 10.5281/zenodo.12740118.

РЕЗОНАНСНЕ НЕПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ РЕНТГЕНОВИХ ПРОМЕНІВ У КВАЗІДВОВИМІРНИХ ІРИДАТАХ: РОЗРАХУНКИ З ПЕРШИХ ПРИНЦИПІВ

Кукуста Д. О., к. ф.-м. н.; Бекенцов Л. В., к. ф.-м. н.; Антонов В. М., проф.
Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ

Енергетичну зонну структуру та спектри резонансного непружного розсіяння рентгенівських променів у іридатах з шаровою структурою $\text{Ba}_4\text{Ir}_3\text{O}_{10}$ [1] і $\text{Ba}_4\text{NbIr}_3\text{O}_{12}$ [2] досліджено в рамках теорії функціоналу густини в узагальненому наближенні градієнтів з урахуванням сильних кулонівських кореляцій U за допомогою повністю релятивістського методу лінійних МТ-орбіталей розрахунку енергетичної зонної структури з урахуванням спінової поляризації електронних станів. Спектри непружного резонансного розсіяння рентгенівських променів, отримані теоретично на L_3 краю поглинання іридію, добре узгоджуються зі спектрами, отриманими в експериментах.

Результати вимірювань електричної провідності та спектрів втрат енергії однозначно свідчать про те, що $\text{Ba}_4\text{Ir}_3\text{O}_{10}$ є ізолятором. Результати детальних розрахунків виявили, що властивості цієї сполуки зумовлюються складною та чутливою взаємною залежністю від значень енергій кулонівських кореляцій U та спин-орбітальної взаємодії, від величини міжвузельного інтегралу міжвузельного стрибка та величини кристалічного поля. Основний стан $\text{Ba}_4\text{Ir}_3\text{O}_{10}$ є ферімагнітним. Квазідвовимірна кристалічна структура цієї сполуки складається з гофрованих площин, які утворюють тримери $(\text{IrO}_4)_3$ зі спільними вузлами, та трьох викривлених октаєдрів IrO_6 зі спільними гранями. Атоми іридію розташовано в центрі тримеру (Ir_1) та у двох його вершинах (Ir_2), внаслідок чого формуються чіткі зв'язуючі та розрихлюючі орбіталі на атомах Ir_1 , які розщеплено настільки сильно, що серед розрихлюючих t_{2g} станів переважають d_{yz} орбіталі, та на рівні Фермі утворюється досить велика щілина. При цьому необхідно зазначити, що щілина відкривається, лише якщо врахувати досить сильну кулонівську взаємодію на Ir_2 атомі. Таким чином, основний стан $\text{Ba}_4\text{Ir}_3\text{O}_{10}$ виникає як за рахунок димеризації на атомі Ir_1 , так і кулонівської взаємодії на атомі Ir_2 . Низькоенергетична частина спектру непружного розсіяння рентгенівських променів на L_3 краю поглинання іридію (за значень втрат енергії $E \leq 2.3$ eV) утворюється переходами між t_{2g} орбіталями. Пік за енергії $E = 3.7$ eV виникає за рахунок $t_{2g} \rightarrow e_g$ переходів. $2p \rightarrow t_{2g}$ переходи між станами, що є хвостами локалізованих на атомах кисню хвильових функцій та t_{2g} станами іридію, теж дають внесок в інтенсивність цього піку. Три піки за вищих енергій виникають за рахунок інтенсивності $2p \rightarrow t_{2g}$ та $2p \rightarrow e_g$ переходів між хвостами локалізованих на атомах кисню хвильових функцій та d станами іридію.

Як і в $\text{Ba}_4\text{Ir}_3\text{O}_{10}$, кристалічна структура $\text{Ba}_4\text{NbIr}_3\text{O}_{12}$ є квазідвовимірною, утвореною з гофрованих площин, проте на відміну від $\text{Ba}_4\text{Ir}_3\text{O}_{10}$ енергетична щілина утворюється d_{3z^2-1} станами іридію. Встановлено, що t_{2g} стани іридію розщеплено на стани, які не є чистими t_{2g} чи e_g станами, а є їх лінійними комбінаціями, що формують молекулярні орбіталі з $(\text{IrO}_4)_3$ тримерами. Додатковим підтвердженням цього є той факт, що основним для $\text{Ba}_4\text{NbIr}_3\text{O}_{12}$ є немагнітний синглетний стан. Відносно невелике значення енергії спин-орбітальної взаємодії та формування молекулярних орбіталей свідчить про те, що $J_{\text{eff}} = 1/2$ стан не утворюється в цій сполуці. Низькоенергетична частина спектру непружного розсіяння рентгенівських променів на L_3 краю поглинання іридію (за значень втрат енергії $E \leq 2$ eV), як і в $\text{Ba}_4\text{Ir}_3\text{O}_{10}$, утворюється переходами між t_{2g} орбіталями. Пік за енергії $E = 3.2$ eV виникає за рахунок $t_{2g} \rightarrow e_g$ переходів. $2p \rightarrow t_{2g}$ переходи між станами, що є хвостами локалізованих на атомах кисню хвильових функцій та t_{2g} станами іридію, теж дають внесок в інтенсивність цього піку. Три піки за вищих енергій виникають за рахунок $2p \rightarrow t_{2g}$ та $2p \rightarrow e_g$ переходів між хвостами локалізованих на атомах кисню хвильових функцій та d станами іридію. На відміну від $\text{Ba}_4\text{Ir}_3\text{O}_{10}$, спостерігається досить значна залежність розподілу інтенсивності спектрів непружного розсіяння рентгенівських променів на L_3 краю поглинання іридію від вектору \mathbf{q} збуджень,

зокрема спостерігається сильна періодична модуляція в залежності від q_z . Розподіл інтенсивності спектру непружного розсіяння рентгенівських променів на K краю поглинання кисню за значень енергії $E = 0-5$ eV дуже схожий на розподіл інтенсивності в спектрі на L_3 краю поглинання іридію.

Список використаних джерел

- [1] D.A. Kukusta, L.V. Bekenov, and V.N. Antonov, [arXiv:2602.15444](#)
- [2] D.A. Kukusta, L.V. Bekenov, and V.N. Antonov, [arXiv:2603.01021](#)

ПОЛЬОВА ЕМІСІЯ З УРАХУВАННЯМ РОЗПОДІЛУ ПОР ЗА РАДІУСАМИ ТА ГЛИБИНОЮ ЗАЛЯГАННЯ

Лебединський С.О., к.ф.-м.н., с.н.с.; Лебединська Ю. С., PhD, в.о. н.с.
Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

У роботі представлено теоретичне дослідження впливу статистичного розподілу геометричних параметрів пор на коефіцієнт прозорості потенціального бар'єра при польовій емісії. Встановлено точну факторизацію усередненого коефіцієнта проходження за розміром та глибиною пор.

Класична модель Фаулера–Нордгейма [1] описує емісію з гладкої поверхні, проте в реальних пористих матеріалах мікроструктура поверхні суттєво змінює тунельну прозорість бар'єра. Для переходу від моделі окремої «середньої» пори до реалістичного опису емісійного струму необхідно враховувати ансамбль пор із розподіленими розмірами.

Вихідним пунктом є вираз для коефіцієнта проходження $D(d, h)$ окремої пори [2] з ефективним розміром (довжиною) d та глибиною залягання h :

$$D(d, h) = \frac{4W \cdot D_{FN} \cdot e^{-2k\sqrt{C-W} \cdot d}}{\left(2\sqrt{W(C-W)} \cos(kWh) + (C-2W) \sin(kWh)\right)^2}$$

де D_{FN} — стандартна прозорість Фаулера–Нордгейма [1]. Для реальної поверхні вимірюваний коефіцієнт проходження є усередненим по ансамблю за допомогою функцій розподілу $f_d(d)$ та $f_h(h)$:

$$\langle D \rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty D(d, h) f_d(d) f_h(h) dd dh$$

Факторизація внесків. Важливим теоретичним результатом є встановлена точна факторизація усередненого коефіцієнта проходження:

$$\langle D \rangle = 4W \cdot D_{FN} \cdot \underbrace{\int_0^\infty e^{-2k\sqrt{C-W}d} f_d(d) dd}_{\text{внесок розміру пор}} \cdot \underbrace{\int_0^\infty \frac{f_h(h) dh}{\text{osc}(h)^2}}_{\text{внесок глибини}}$$

Це дозволяє аналізувати вплив кожного геометричного параметра незалежно.

Розподіл за розмірами d . При експоненційному розподілі (дефекти росту) експоненційне загасання змінюється раціональним множником.

При лог-нормальному розподілі (типовому для пористих структур) великі пори виявляються експоненційно пригніченими.

Усереднення за глибиною h та згладжування резонансів. В окремі порі спостерігається чітка осциляційна структура (резонансні піки). Проте інтегрування за розподілом $f_h(h)$ приводить до усереднення цих максимумів. При широкому розподілі інтерференційні ефекти нівелюються, і залежність стає монотонною.

Урахування статистичного розподілу пор пояснює, чому в реальних пористих катодах не спостерігається чітко виражена резонансна структура, властива ідеальним моделям. Отримані аналітичні вирази дозволяють уточнити розрахунки густини емісійного струму для дисертаційних досліджень та практичного проектування електронних джерел.

Список використаних джерел

- [1] R. H. Fowler, L. Nordheim «Electron emission in intense electric fields» Proceedings of the Royal Society of London. Series A, т. 119, № 781, pp. 173-181, 1928
- [2] Baturin V.A. et al.. Study of vacuum high-gradient breakdowns from the ion-modified surface of copper electrodes // *Problems of Atomic Science and Technology*, 2023, № 3(145), pp. 103 – 107

ОСОБЛИВОСТІ ПІДГОТОВКИ ЗДОБУВАЧІВ ОСВІТИ ДО ВИКОНАННЯ ТЕСТОВИХ ЗАВДАНЬ НМТ З ФІЗИКИ

Литовченко Л. В., магістрантка; Салтикова А. І., к.ф.-м н., доц.

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

Сучасна система підготовки до НМТ сформувалася під впливом змін, які відбулися в освіті внаслідок запровадження воєнного стану, що зумовило перехід від традиційного ЗНО до комп'ютерного формату. Фізика залишається важливим вибірконим предметом для вступу. У 2026 році вийшов пробний варіант НМТ, структура якого передбачає виконання 22 завдань протягом 60 хвилин. Зміст тестування охоплює п'ять основних блоків програми та включає питання з вибором однієї правильної відповіді, питання на зіставлення та питання з відкритою відповіддю [1].

Фізика зазвичай стоїть у другому блоці НМТ. Її складають після 180 хвилин напруженої роботи над іншими предметами. Це потребує не лише глибоких знань, а й високого рівня стресостійкості, здатності до концентрації та навичок розсудливого розподілу часу. Тому при підготовці обов'язково потрібно враховувати психофізіологічний стан вступників

Ефективна методика підготовки на базі підготовчих курсів передбачає використання модульного принципу та роботу в малих групах до 10 осіб. Основний акцент робиться на розвитку критичного та логічного мислення, формуванні вмінь аналізувати фізичні ситуації, «читати» графіки та схеми, а також швидко виконувати математичні обчислення [2]. Особлива увага приділяється практичним навичкам розв'язання задач різних рівнів складності, що використовувалися в тестах минулих років.

Інноваційним підходом у підготовці є застосування методу кейсу. Він дозволяє аналізувати конкретні ситуації, наприклад, принцип роботи електромобіля [3]. Це сприяє кращому засвоєнню фізичного матеріалу через практичне застосування та спонукає до пізнавального інтересу. Послідовність роботи з кейсами передбачає знайомство з ситуацією, виділення проблеми, обговорення та оцінку отриманих результатів.

Діджиталізація надає різні альтернативи для самостійної підготовки через застосування різних онлайн-платформ, а саме: «Всеукраїнська школа онлайн», «ЗНО онлайн» від Освіта.ua та авторські курси на Prometheus [4]. Ці джерела дозволяють вступникам практикуватися в умовах, максимально наближених до справжнього тестування, спостерігати за своїм прогресом та працювати над проблемними темами. Інтегрування онлайн-технологій у освітній процес дозволяє індивідуалізувати навчання та надає можливість доступу до якісних ресурсів незалежно від місця знаходження учня.

Список використаних джерел

[1] «Як готуватися до виконання завдань НМТ з фізики», Дорожня карта учасника. Available: <https://osvita.ua/test/advice/88331/>

[2] О. О. Бруяка, «Шляхи ефективної підготовки слухачів підготовчого відділення до зно з фізики», *Actual Problems System Educ.: General Secondary Educ. Institution – Pre-Univ. Training – Higher Educ. Institution*, № 1, с. 77–79, 2021.

[3] О. Я. Кузнєцова, «Методичні особливості підготовки до НМТ з фізики», *European congress of scientific discovery : Proceedings of the 2nd International scientific and practical conference*, Madrid, Spain, с. 207–213, 2025.

[4] В. Міщенко and М. Моклюк, «Підготовка до національного мультипредметного тесту з фізики на основі використання онлайн-платформ», *Актуальні проблеми математики, фізики і комп'ютерних наук : зб. наук. пр.*, вип. 22, Вінниця, с. 155–160, 2025.

ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ РОЗСІЯНОГО МІКРОЧАСТИНКАМ СВІТЛА В ОСВІТНІЙ ПРАКТИЦІ

Лушин С. П.¹, канд. фіз.-мат. наук, доцент; Воронкін О. С.², канд. пед. наук

¹Національний університет «Запорізька політехніка», Запоріжжя, Україна

²Ноттінгемський університет, Ноттінгем, Велика Британія

Інтерференція світла є фундаментальним явищем хвильової оптики, її вивчення відіграє важливу роль у навчальних програмах з фізики. Поряд із традиційними методами отримання та демонстрації інтерференції світла, такими як експеримент Юнга з подвійною щілиною, можна використовувати підходи, засновані на інтерференції світла, розсіяного малими частинками [1]. Історія цього явища сягає часів спостережень Ісаака Ньютона за кольоровими концентричними кільцями, утвореними внаслідок відбиття світла від поверхні дзеркала, які він описав у 1704 році. Пізніше, у 1802 році, Томас Юнг пояснив цей ефект на основі принципу інтерференції в рамках хвильової теорії світла. Згодом Адольф Кетле досліджував подібні ефекти, пов'язані з розсіюванням світла частинками на прозорих поверхнях; ці візерунки пізніше стали відомі як кільця Кетле [2].

Для застосування демонстрації інтерференції розсіяного світла в навчальному процесі, ми досліджували інтерференцію світла, розсіяного на частинках різних дрібнодисперсних порошкоподібних матеріалів: тальку, дитячої присипки, цукрової пудри, подрібнених оболонки спор плауна, крейди та інших. Частинки порошкоподібних матеріалів наносилися тонким шаром на плоскопаралельні скляні пластини. Джерело когерентного світла – гелій-неоновий лазер ЛГН-207А ($\lambda = 0,6328$ мкм, потужність 1,5 мВт). Лазер розташовувався на відстані 0,20 м від скляної пластини, а лазерний промінь був спрямований перпендикулярно до площини пластини. Експеримент та розрахунки проводилися для відбитого світла. Інтерференційну картину реєстрували за допомогою дзеркальної фотокамери Canon EOS 6D Mark II. Розмір частинок оцінювали за мікрофотографіями, отриманими за допомогою металографічного мікроскопа ММУ-5С при збільшенні $\times 1280$. Характерний діаметр мікрочастинок, що відповідає піку (моді) лог-нормального розподілу, коливався від 1,0 до 3,0 мкм залежно від матеріалу полідисперсного порошку.

У розглянутій системі спостережувана інтерференційна картина формується в результаті селективного розсіювання світла частинками під певними кутами виходу, що відповідають різним порядкам інтерференції. Кожна частинка на поверхні пластини діє як незалежний розсіювач, створюючи локальний кутовий розподіл випромінювання. Інтерференційна картина складається з центрального яскравого максимуму, оточеного концентричними кільцями зі зменшенням інтенсивності (рис. 1). Спостережувана структура є результатом статистичної суперпозиції внесків від великої кількості частинок, причому інтерференційні кільця визначаються переважно геометрією оптичних шляхів та умовами фазової когерентності. Була розроблена гібридна модель, що поєднує теорію Мі та геометричну оптику [3].

З огляду на складність процесів, що відбуваються, в якості базової апроксимації було використано модель сферичних частинок. Це стандартне спрощення при описі розсіювання світла на дрібнодисперсних порошкових матеріалах. Сферична модель розглядається як ефективне наближення форми частинок з метою опису їх кутового розсіювання.

Розсіювання світла частинками характеризується безрозмірним параметром розміру $x=2\pi r/\lambda$, де r – радіус частинки, а λ – довжина хвилі падаючого випромінювання. У розглянутому випадку розміри частинок співмірні з довжиною хвилі лазерного випромінювання, що відповідає режиму розсіювання Мі.

У цьому режимі розсіювання на окремій сферичній частинці описується в рамках теорії Мі, яка забезпечує точне рішення рівнянь Максвелла для задачі взаємодії плоскої хвилі з

однорідною сферичною частинкою в однорідному середовищі. Теорія Мі визначає кутовий розподіл інтенсивності розсіяного випромінювання для окремої частинки.

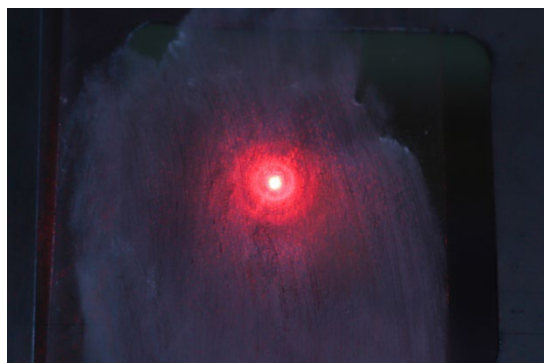


Рис. 1. Експериментальна інтерференційна картина на частинках дитячої присипки

Інтерференційна картина моделюється як суперпозиція внесків інтенсивності від різних інтерференційних порядків частинок різного розміру. Кожен внесок зважений інтенсивністю кутового розсіювання Мі при відповідному куті виходу. Положення світлих кілець визначаються геометрією оптичних шляхів та умовою конструктивної інтерференції.

Наявність скляної пластини впливає на умови поширення світла та враховується в моделі через ефективні геометричні та фазові параметри (без явного розв'язання задачі про межу розділу двох середовищ). Це спрощення справедливе, коли показники заломлення частинок та скляної пластини близькі за значенням. У більш точному формулюванні це відповідає задачі розсіювання поблизу межі розділу двох середовищ, для якої можна застосовувати більш досконалі моделі.

Теорія Мі використовується для розрахунку кутового розподілу розсіювання окремої сферичної частинки. Ці розподіли застосовуються як вагові функції при формуванні ефективної моделі інтерференційної картини. Таким чином, теорія Мі визначає мікроскопічну структуру розсіювання, тоді як інтерференційна картина виникає на рівні ефективного додавання інтенсивностей від ансамблю частинок.

Для моделювання спостережуваної інтерференційної картини було розроблено чисельну модель мовою програмування Python [4]. Ця модель дозволяє варіювати параметри системи (розмір частинок, показник заломлення, довжину хвилі та інші) та відтворює просторовий розподіл інтенсивності.

Чисельна модель використовує гібридний підхід: кутове розсіювання розраховується за допомогою теорії Мі, тоді як просторовий розподіл інтенсивності моделюється за допомогою феноменологічних наближень, включаючи гаусові компоненти. Модель успішно відтворює центральний максимум та систему концентричних кілець, що спостерігаються експериментально. Контраст інтерференційної картини залежить від дисперсності порошку: вузький розподіл розмірів частинок сприяє утворенню чіткіших кілець, тоді як полідисперсність розмірів частинок призводить до розширення та згладжування кілець.

Експериментальну демонстрацію ефекту можна реалізувати за допомогою простого та легкодоступного обладнання. Для цього потрібне лише джерело когерентного випромінювання та скляна пластинка, покрита тонким шаром дрібнодисперсного порошку. Особливістю цього методу є спостереження інтерференційної картини в ближньому полі, безпосередньо на поверхні скляної пластинки, як у відбитому, так і в прохідному світлі, без необхідності використання екрана або збиральної лінзи. Демонстрація базується на класичних принципах хвильової оптики та доповнена чисельним моделюванням.

Експериментальну демонстрацію ефекту можна реалізувати за допомогою простого та легкодоступного обладнання. Для цього потрібне лише джерело когерентного випромінювання та скляна пластинка, покрита тонким шаром дрібнодисперсного порошку. Особливістю цього методу є спостереження інтерференційної картини в ближньому полі, безпосередньо на поверхні скляної пластинки, як у відбитому, так і в прохідному світлі, без необхідності використання екрана або збиральної лінзи. Демонстрація базується на класичних принципах хвильової оптики та доповнена чисельним моделюванням.

Список використаних джерел

- [1] E.Hecht, Optics, Pearson Education, 2016.
- [2] A. J.deWitte, "Interference in scattered light", *Am. J. Phys.*,35, №, p. 301-313, 1967.<https://doi.org/10.1119/1.1974069>
- [3] O. Voronkin, & S. Lushchin, "Demonstration experiment and theoretical model of light interference with small particles", *Physics Education*, 60(4), 045002 (14pp), 2025.<https://doi.org/10.1088/1361-6552/adcf6d>
- [4] O. Voronkin, & S. Lushchin, "Numerical Modelling of Light Interference on Small-Sized Particles", *Eur. J. Phys.*,47(1), 015201, 2025.<https://doi.org/10.1088/1361-6404/ae1be9>

ЗАКОНОМІРНОСТІ ПОВЕДІНКИ ЕЛЕКТРИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ n-InSe ПРИ e-ОПРОМІНЕННІ

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

Разюча відмінність сил хімічного зв'язку вздовж та впоперек шарів в монокристалах селеніду індію InSe веде до екстремальної анізотропії їхніх механічних властивостей. Але зони, що формують край фундаментального поглинання, показують незначну анізотропію і в ідеальному випадку матеріал повинен бути майже ізотропним по електричних параметрах. Слабкий міжшаровий зв'язок дозволяє легко відщеплювати від об'ємних зразків нанорозмірні пластинки, навіть моношарові, і формувати ефективні 2D-2D та 2D-3D гетероструктури. При зменшенні числа шарів в нанопластинах (до <10) радикально змінюється й зонна структура InSe, наслідком чого є унікальна чутливість властивостей до їхньої кількості, привабливі електронні та оптичні характеристики і очевидний потенціал для новітніх приладних систем.

Значний вакантний міжшаровий простір в InSe (понад 3Å) є місцем стоку власних та індукованих зовнішніми впливами дефектів, концентрація яких може сягати 10^{18} см^{-3} . Це зумовлює підвищену стійкість матеріалу до радіаційних впливів. Електричні властивості електрон-опроміненого n-InSe вперше вивчався нами для різних доз (30 ÷ 270 кГр), для кристалів з різною вихідною концентрацією ($10^{13} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$) та при проходженні струму як вздовж, так і впоперек шарів [1 ÷ 5]. Опромінення проводилося на мікротроні М-30 при щільностях потоку $10^{10} \div 10^{11} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$, потоках $10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-2}$ та енергії електронів 10 МеВ. Вимірювання температурних залежностей електропровідностей вздовж і впоперек шарів та коефіцієнта Холла здійснювали у діапазоні 80 ÷ 400 К при постійних струмі та магнітному полі. Всі виміри до та після опромінення виконували на тих же зразках без перепаявання контактів. Серед встановлених закономірності e-впливу основними є наступні.

Двомеризація електронного газу. Немонотонна температурна зміна коефіцієнта Холла та рухливості електронів вздовж шарів були виявлені для частини опромінених зразків (рис. 1) та пояснені 2D-3D моделлю. Із-за ефектів розмірного квантування, рівні електронів у тонких (~100 Å) областях ε-політипу, які завжди наявні в γ-InSe, зміщуються вгору і мілкі донорні рівні у ньому стають вищими за рівень дна с-зони. Як результат, електрони з них переходять в зону провідності сусідньої γ-області, залишаючи нескомпенсований позитивний заряд і породжуючи притягуюче електричне поле на межі поділу. Завдяки спільному впливу бар'єрів дефектів упаковки та електричного поля іонізованих домішок електрони локалізуються в 2D-підзоні поблизу інтерфейса, де ведуть себе як вироджений 2D електронний газ, зберігаючи вільний рух тільки вздовж шарів. При низьких температурах домінують 2D електрони пониженої рухливості, а немонотонні зміни R_H та $\mu_{\perp c}$ у проміжній області пов'язані з їхньою активацією в зону провідності з більшою рухливістю. Визначена енергія активації 3D провідності для різних зразків становила 90÷200 меВ. Високоенергетичні електрони вибивають атоми з вузлів ґратки, утворюючи велику кількість найпростіших точкових дефектів донорного чи акцепторного типу і тому опромінені кристали є сильно-компенсованими напівпровідниками з $N_A/N_D > 0,96$.

Зростання анізотропії провідності. Анізотропія електропровідності $\sigma_{\perp c}/\sigma_{\parallel c}$ (відношення поздовжньої та поперечної до шарів компонент) в InSe має дефектну природу і завжди пов'язувалася з високою концентрацією дефектів упаковки між різними структурними політипами. Вони порушують трансляційну інваріантність вздовж осі С і для $\sigma_{\parallel c}$ треба вводити додаткову енергію активації ΔE_b . У двозонній моделі

$$\frac{\sigma_{\perp C}}{\sigma_{\parallel C}} = \frac{n_2 \mu_{2\perp C} + n_3 \mu_{3\perp C}}{n_3 \mu_{3\parallel C}} \exp(\Delta E_b / kT). \quad (1)$$

Визначальний вплив на значення $\sigma_{\perp C}/\sigma_{\parallel C}$ в InSe мають атоми надстехіометричного індію в міжшаровому просторі. Для вихідних кристалів передекспоненційний множник відносно великий, анізотропія слабо залежить від температури, а величина ΔE_b не перевищує 30 меВ. Пониження поперечної до шарів компоненти $\sigma_{\parallel C}$ після e -впливу приводить до різкого зростання $\sigma_{\perp C}/\sigma_{\parallel C}$ з дозою: анізотропія сягає рекордних значень ($\geq 5 \cdot 10^7$) навіть при відносно високій температурі (~ 200 K), а величина бар'єра може наближатися до 200 меВ. При цьому множник перед експонентою нерідко значно менше одиниці, що не пояснюється формулою (1). Вважаємо, що ΔE_b переважно визначається не потенціальними бар'єрами між шарами, а активацією 3D електронів з 2D підзон ($n_3 \sim \exp(-\Delta E_d/kT)$), тобто зі зростанням дози опромінення збільшується не власне міжшаровий бар'єр, а глибини відповідних 2D ям.

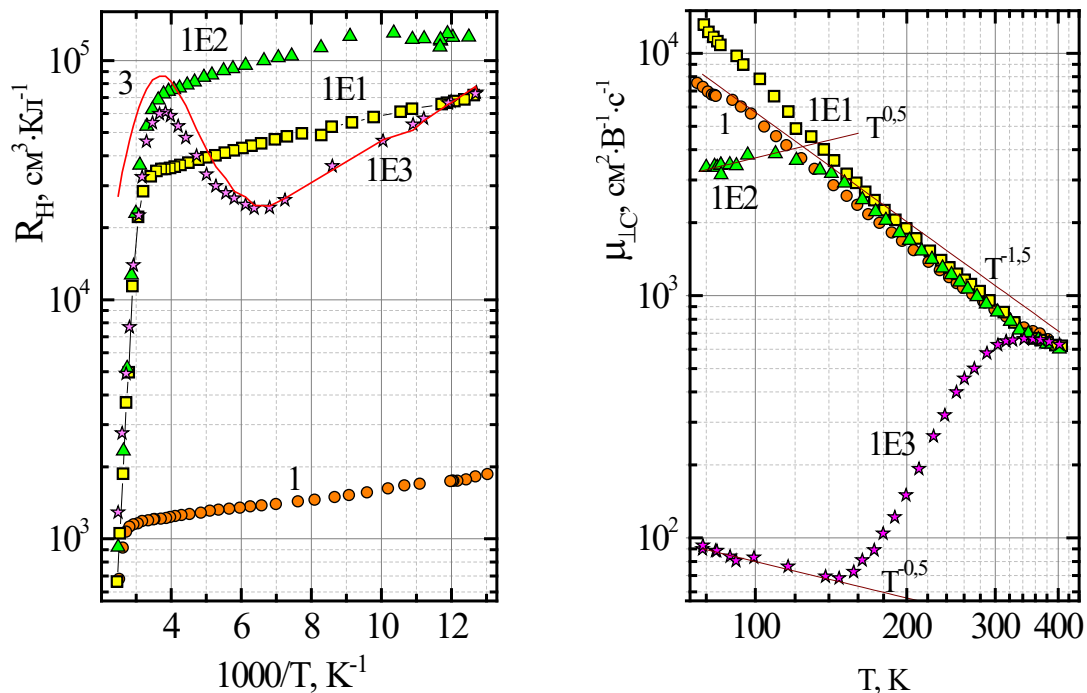


Рис. 1. Температурні залежності коефіцієнта Холла і холлівської рухливості електронів вздовж шарів для вихідного (1) та опроміненних електронами (1E1 - 30 кГр, 1E2 - 120 кГр, 1E3 - 270 кГр) зразків InSe. 3 – розрахована залежність R_H .

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.
- [2] З.Д. Ковалюк, І.В. Мінтянський, П.І. Савицький, «Вплив електронного опромінення на анізотропію електропровідності в n-InSe», *Журн. нано- та електронної фізики*, т. 9, № 6, с. 06013-1÷06013-5, 2017.
- [3] І.В. Мінтянський, П.І. Савицький, З.Д. Ковалюк, В.Т. Маслюк, І.Г. Мегела, «Вплив електронного опромінення на електричні властивості n-InSe та їхню анізотропію», *Ядерна фізика та енергетика*, т. 19, № 2, с. 136÷144, 2018.
- [4] I.V. Mintyanskii, P.I. Savitskii, and Z.D. Kovalyuk, «Two-dimensionalization of electron gas in n-InSe crystals induced by electron irradiation», *Acta Physica Polonica A*, v. 137, No. 6, p. 1031÷1036, 2020.
- [5] І.В. Мінтянський, П.І. Савицький, В.Т. Маслюк, «Властивості електронного переносу вздовж шарів в опроміненних електронами шаруватих кристалах n-InSe», *Ядерна фізика та енергетика*, т. 26, № 4, с. 330÷338, 2025.

ГУМАНІТАРИЗАЦІЯ НАВЧАННЯ ФІЗИКИ: ІНТЕГРАЦІЯ З ІСТОРІЄЮ НАУКИ, ФІЛОСОФІЄЮ ТА ЛІТЕРАТУРОЮ

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

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

Сучасні трансформації у сфері природознавчої та математичної освіти в Україні, зумовлені впровадженням засад НУШ, вимагають від нас переосмислення підходів до викладання фізики. Слід констатувати: апробована роками схема, коли учням згодовують готові формули чи чіткі послідовності розв'язання завдань, себе зжила. Критично це простежується у старших класах. Школярі, які обрали гуманітарний профіль, часто демонструють відчуження від дисципліни через надмірне академічне насичення теорією. На мою думку, і це знаходять підтвердження у дослідженнях науковців СумДПУ [1], головним чинником втрати інтересу є брак розуміння зв'язку фізичних законів із їхньою майбутньою професійною діяльністю та повсякденністю. Отже, збагачення навчального матеріалу елементами гуманітарного спрямування — це не просто примха методики, а життєва необхідність для "оживлення" пізнавального інтересу у молоді.

Для нас же гуманітарний акцент у фізиці полягає насамперед у спроможності вийти за вузькі рамки суто технічного бачення світу. Ми маємо на меті продемонструвати учням, що фізика — це не лише база для технологічного поступу, а й невід'ємний складник загальної культури людства. Коли навчальні програми доповнюються філософськими роздумами, історичними екскурсами та відсилками до літератури, старшокласникам значно простіше сформулювати комплексну та багатовимірну модель світу [2]. Такий спосіб подачі робить навчальний процес більш змістовним: за математичними позначеннями та символами стає очевидною справжня значущість наукових здобутків. Власне, завдання мого дослідження — впорядкувати ці концепції та створити практичні рекомендації для педагогів, які прагнуть підняти рівень зацікавленості у своїх учнівських колективах.

Перш ніж заглиблюватись у фізику, варто поглянути на її історію. Бо наука — це не набір зазубрених правил. Вона жива: із суперечками, помилками, драматичними пошуками істини. Якщо показувати учням не лише формули, а й реальні історії вчених, їхні дискусії, то фізика стає набагато ближчою. Взяти хоча б боротьбу за геліоцентризм чи суперечки Ейнштейна з Бором про кванти. За цим стоять справжні етичні виклики, відповідальність науковця перед людьми.

Робота з першоджерелами — справді класний метод. Береш Ньютона, Фарадея, Галілея, їхні оригінальні тексти. Учні розбирають дослід не за підручником, а за описом самого вченого. Так вони ніби самі проходять шлях наукового пошуку. Замість зубріння — інтелектуальна робота. І ще: філософський бік фізики теж не можна ігнорувати. Суперечки про простір, час чи причинно-наслідкові зв'язки формують світогляд [3]. Бачити, як одна концептуальна модель (механіцизм) змінюється на іншу (квантова теорія), — це розвиває абстрактне мислення. А без нього сьогодні нікуди.

Ще один важливий компонент [4] — інтеграція з художньою літературою. Як це працює: беремо уривки з книжок, ставимо проблему. Учні шукають фізичні ляпи в тексті або, навпаки, аналізують пророцтва Жюль Верна чи Веллса. Це їх дуже затягує. І що класно — зникає острах перед «важкою» фізикою. Бачиш, як закони природи переплітаються з літературою, мистецтвом, життям. І це знімає напругу.

І це реально працює. От наприклад. Починаємо перший закон Ньютона. Ми не одразу даємо закон. Спочатку дивимося, як думав Арістотель, а потім — як Галілей зробив крок до інерції. А закріплюємо — Мюнхгаузенем. Тим самим, який витягує себе з болота за волосся. Питаємо в учнів: «Чому в нього нічого не вийде?» І вони самі доходять: систему не перемістиш зсередини. І плюс — це привчає сумніватися, навіть коли читаєш веселі історії. У підсумку фізика стає не нудним набором формул, а цікавою частиною культури.

Ну і на завершення. Що ми маємо? Коли з'єднуєш фізику з історією науки, філософією та літературою — виходить дуже сильна штука. І ми впевнилися, що це дійсно працює в старшій школі. Чому? Тому що це вирішує одразу дві проблеми. Перша — мотивація. Учням стає цікаво. Друга — вони починають бачити загальну картину. Фізика перестає бути сухим набором алгоритмів, де треба просто підставляти числа у формули. Вона стає живою. Як? А от як. Ми ж розбирали історію — від Арістотеля до Галілея. Ми читали літературу — того ж Мюнхгаузена, Веллса, «Марсіаніна». Ми сперечалися про час і простір, як Ейнштейн із Бором. І в результаті учень розуміє: фізика — це не щось чуже й далеке. Це частина того, як людство шукало істину, помилялося, йшло далі. Це живий інтелектуальний процес. І він невіддільний від усього розвитку нашої цивілізації. Ось що важливо. І коли це доходить до учня, тоді й з'являється те саме цілісне світосприйняття.

Список використаних джерел

- [1] Д. Салтиков та А. Салтикова, «Мотивація до вивчення фізики як дисципліни студентів нефізичних спеціальностей», *Педагогічні науки: теорія, історія, інноваційні технології*, № 3 (137), с. 19–29, 2024.
- [2] О. І. Ляшенко, *Формування наукової картини світу в учнів середньої школи*, К.: Педагогічна думка, 2015.
- [3] В. Г. Кузнецов, *Філософія класичної фізики*, М.: Наука, 1989.
- [4] П. С. Іваненко та М. В. Ковтун, «Особливості інтегрованого навчання у профільній школі», *Методика викладання фізики*, т. 4, № 2, с. 12-25, 2021.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ЗАДАЧІ ЯК ЗАСІБ ФОРМУВАННЯ НАУКОВОГО МИСЛЕННЯ

Мосненко Н. В., магістрант; **Салтикова А. І.,** к.ф.-м.н., доц.

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

У процесі вивчення фізики досить часто можна помітити ситуацію, коли учні знають формули, але не до кінця розуміють, як їх застосовувати. Особливо це проявляється тоді, коли задача трохи відрізняється від типових прикладів. У такому випадку стає очевидно, що простого запам'ятовування недостатньо, і потрібно не тільки знати формули ай для чого вони потрібні і розуміти як їх використовувати для цього потрібно шукати інші підходи до навчання.

Одним із таких підходів є використання експериментальних задач [1]. Їхня особливість полягає в тому, що учень має не лише виконати розрахунки, а й отримати частину даних самостійно. І саме цей момент змінює сам процес розв'язання. Замість того щоб діяти за готовим алгоритмом, доводиться спочатку подумати, що і як вимірювати, і учень під час виконання таких задач отримує не лише теоретичну базу, він бачить для чого потрібні ці формули і як їх використовувати.

Наприклад, під час виконання роботи з визначення густини тіла не завжди з першого разу виходить правильний результат. Можуть виникати похибки під час зважування або вимірювання об'єму. У такій ситуації учень змушений повернутися до своїх дій і перевірити, де могла бути допущена помилка. Саме цей процес аналізу і є важливою складовою наукового мислення.

Ще один приклад – перевірка закону Архімеда. Здається, що все просто: є формула, є умова. Але на практиці результати можуть трохи відрізнятися від теоретичних. І тоді виникає питання: чому? Через це учні починають більше звертати увагу на деталі – точність вимірювань, умови проведення досліду, властивості рідини. Тобто з'являється більш глибоке розуміння процесу.

Також можна відзначити, що експериментальні задачі по-іншому впливають на зацікавленість. Якщо звичайні задачі іноді сприймаються як щось формальне та нудне, то робота з реальними вимірюваннями виглядає більш "живою". Навіть прості досліди викликають більше уваги та зацікавлення, ніж стандартні приклади з підручника.

Разом з тим, не можна сказати, що такі задачі завжди виконуються легко. Часто учням складно самостійно організувати свою роботу, особливо якщо вони звикли діяти за зразком. У таких випадках важливо, щоб викладач не просто давав завдання, а допомагав розібратися з підходом до його виконання. Також це допомагає учням і викладачу налагодити взаємозв'язок.

Вважаємо, що основна цінність експериментальних задач полягає саме в тому, що вони вчать думати. Не просто знаходити відповідь, а розуміти, звідки вона береться. Це поступово формує більш усвідомлене ставлення до навчання.

Отже, експериментальні задачі можна розглядати як ефективний інструмент формування наукового мислення. Вони поєднують теоретичні знання з практикою, розвивають самостійність і допомагають краще зрозуміти фізичні явища. Хоча їх використання потребує більше часу, отриманий результат є більш стійким і усвідомленим.

Список використаних джерел

[1] С. Полетило, «Підходи у використанні експериментальних задач на уроках фізики загальноосвітніх навчальних закладів», *Педагогічні науки: теорія, історія, інноваційні технології*, № 5 (109), с. 81–90, 2021.

CHEMICAL BONDING AND STRENGTH LIMIT OF ONE-DIMENSIONAL INFINITE CARBON CHAINS

Nedozhdii Oleksii¹, Timoshevskii Andriy¹

¹ I.G.V.Kurdyumov Institute for Metal Physics, Kyiv, Ukraine

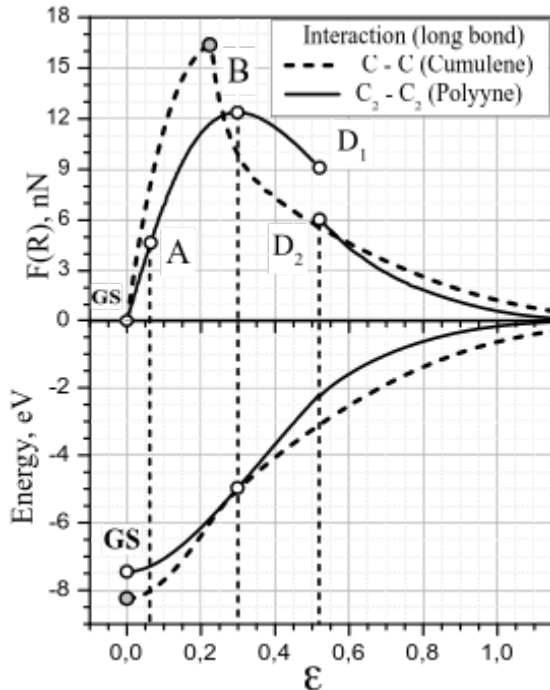


Figure 1 Dependences of total energies and equilibrium interatomic forces in polyynes and cumulenes on the deformation of the contact bond, where $\varepsilon = \ln(R/R_0)$, and R is the contact bond (long bond in polyynes).

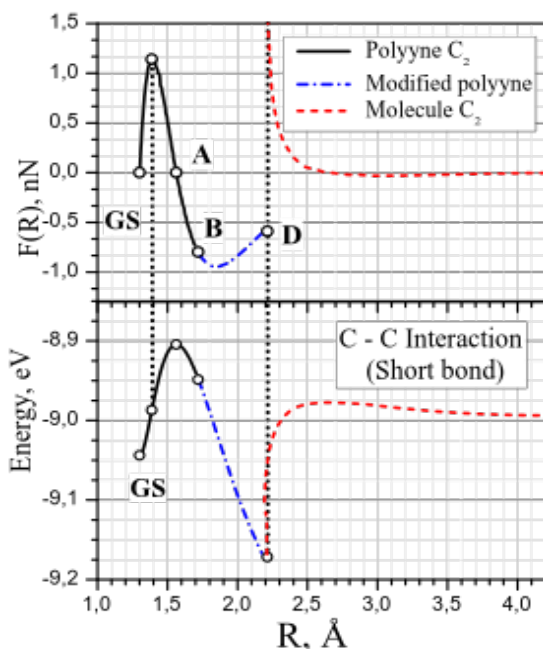


Figure 2 Dependences of energies and forces of interatomic C–C interactions in a C_2 fragment on the contact bond length.

In [1], the main strength characteristics of finite carbon chains were theoretically investigated. In the present work, a similar *ab initio* approach was used to model the strength properties of infinite carbon chains — cumulene and polyynes. The pseudopotential method implemented in the VASP package [2] was used. For a correct comparison of the calculation results, a model cumulene chain with two atoms in the unit cell was employed. The exchange–correlation potential PBE (Perdew–Burke–Ernzerhof) was used. The energy cutoff was 500 eV. The Brillouin zone sampling mesh was $(1 \times 1 \times 96)$ k-points. The energy convergence criterion was set to 0.01 meV, and the relaxation convergence criterion was 0.1 meV/Å.

Stress–strain diagrams of the chains were calculated up to the point of fracture. For the polyynes chain, the dependence of the band gap width on deformation was calculated. During deformation, the direct band gap reaches its maximum value at the critical point (F_c). With further increase in deformation, the band gap becomes indirect and decreases to zero, which can be interpreted as the formation of a modified polyynes (region B– D_1 in Fig. 1). It was established that upon reaching critical deformations, cumulene and polyynes chains decompose into carbon atoms and C_2 molecules, respectively (Fig. 1).

Calculations showed that the cumulene chain has higher strength (16.5 nN) compared to the polyynes chain (11.5 nN), as shown in Fig. 1. The reason for this is the presence of a short interatomic bond in polyynes. During stretching of this bond, when the critical deformation is reached, attractive interatomic forces arise and the length of the short bond sharply decreases, which leads to rupture of the long bond. Thus, at this deformation, the long bond in polyynes effectively undergoes self-destruction.

To explain this effect, the work investigates in detail the changes in the electronic structure and characteristics of chemical bonds during chain fracture. For this purpose, the quantity COHP(ε) (Crystal Orbital Hamilton Population)—a chemical bonding indicator—was used [3]:

$$\text{COHP}_{ij}(\varepsilon) = \sum_{ij} \delta(\varepsilon - \varepsilon_n(\mathbf{k})) c_i^* c_j H_{ij},$$

where ε_n are the energy eigenvalues, c_i are eigenvectors, and H_{ij} are Hamiltonian matrix elements.

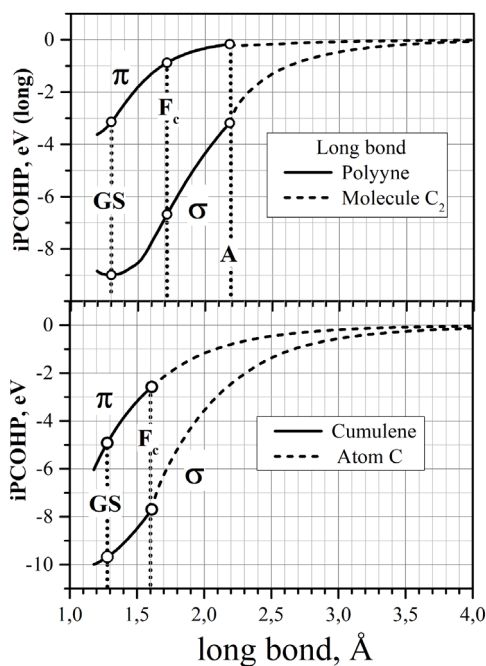


Figure 3 IpCOHP values dependences of polyene and cumulene on the contact bond

For a detailed analysis of chemical bonding, calculations of IpCOHP values of σ - and π -type were performed during deformation and fracture of cumulene and polyene chains. The results are shown in Fig. 3. It was found that the strength of both chains (critical force F_c) is mainly determined by σ -bonds. The contribution of π -bonds is twice as large in cumulene. Upon reaching maximum strength, cumulene breaks into individual carbon atoms.

In contrast to cumulene, the polyene chain continues to exist at larger values of the contact bond length. The decomposition of polyene into C_2 molecules occurs when the π -interaction energy between atoms connected by the long bond decreases to zero (point A in Fig. 3).

References

- [1] Timoshevskii A., Kotrechko S., Matviychuk Yu. Atomic structure and mechanical properties of carbyne. *Phys. Rev. B.* -2015. -91.-P. 245434.
- [2] Kresse G, Furthmüller. Efficiency of ab-initio total energy calculations for metals and semiconductors using a plane-wave basis set. *Computational Material Science.* -1996.-6(1).-P.15-50.
- [3] R. Dronskowski and P. Bloechl, *J. Phys. Chem.* 97, 8617 (1993). www.cohp.de

КВАНТОВІ АЛГОРИТМИ ДЛЯ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ КВАНТОВОЇ ЕЛЕКТРОДИНАМІКИ У СИЛЬНИХ ЛАЗЕРНИХ ПОЛЯХ

Недорешта В.М., к.ф.-м.н., н.с.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

У зв'язку із застосуванням інтенсивних лазерів в сучасних експериментах з перевірки квантової електродинаміки (КЕД), зокрема в європейських наукових центрах ELI та XFEL, виникає необхідність вдосконалення чисельного моделювання даних процесів. В даній роботі проаналізовано перспективи застосування квантових обчислень для ефективного моделювання процесів КЕД в сильних лазерних полях. Розглядаються сучасні квантові алгоритми для розв'язання рівнянь руху заряджених частинок у зовнішніх електромагнітних полях. Також приділяється увага методам дискретизації простору-часу, кодуванню квантових полів на кубітах і збереженню калібрувальної інваріантності у процесі побудови квантових схем.

Сучасні дослідження демонструють інтенсивний розвиток підходів до квантового моделювання квантових польових теорій. Квантові обчислення можуть бути використані для задач КЕД при моделюванні та точному розрахунку складних систем, таких як взаємодія частинок і динаміка полів. Зокрема, базові квантові алгоритми для польових теорій запропоновано у роботі [1].

Експериментальні реалізації квантових симуляцій калібрувальних теорій наведено у роботах [2,3]. Так, у роботі [2] вивчається моделювання фліп-поляризації для фотона, що стикається з плоскою хвилею високої інтенсивності. У роботі [3] розглядається нелінійне народження пар Брейта-Вілера в лазерному полі в реальному часі. Авторами досліджень розроблено методи квантового моделювання КЕД в сильних полях на деревоподібному рівні, що базуються на квантуванні світлового фронту в імпульсному базисі.

Під час моделювання працювати в нескінченновимірному гільбертовому просторі недоцільно, тому застосовується гамільтонове усічення відповідного простору, щоб ефективно використовувати квантові ресурси. У імпульсному просторі це легше зробити, і це є природною основою для розрахунку спостережуваних амплітуд розсіювання. Водночас недоліки імпульсного простору полягають у тому, що деякі взаємодії не локалізовані у ньому та виникають ускладнення, пов'язані з перенормуванням і симетріями. Для вирішення даних проблем використовуються методи основані на квантуванні світлового фронту в імпульсному базисі

Для коректного відтворення асимптотичних станів використовується адіабатична еволюція в часі. Еволюцію системи поділяють на три етапи: адіабатичне ввімкнення, взаємодія та адіабатичне вимкнення. На першому етапі за початковий береться однофотонний стан Фока, який є власним станом вільного гамільтоніана. Далі взаємодія вмикається лінійно протягом певного інтервалу часу, що дає змогу підготувати стан, наблизений до власного стану повного гамільтоніана Шредінгера. На другому етапі відбувається взаємодія з фоновим полем. При адіабатному вимкненні система повертається до базису простору Фока, що дає змогу вимірювати перетин з кінцевим однофотонним станом.

Одним із поширених засобів для відображення ферміонних операторів в оператори кубітів є перетворення Джордана-Вігнера [1]. Він передбачає кодування кожного одночастинкового ферміонного стану окремим кубітом, де $|0\rangle$ відповідає відсутності ферміона, а $|1\rangle$ — його наявності. Наприклад, для процесу Брейта-Вілера стан $|001\rangle$ відповідає одному фотону, а стан $|110\rangle$ — електрон-позитронній парі. Члени гамільтоніана, що описують перехід між цими станами, містять оператори вигляду $a^\dagger b^\dagger c$ і $c^\dagger b a$. За допомогою перетворення Джордана-Вігнера ці оператори відображаються на квантові вентиля. Антикмутаційні співвідношення ферміонів забезпечуються введенням тензорного добутку Z -операторів перед відповідними сходячковими операторами згідно з обраним порядком ферміонів. Слід

зазначити, що для однопетлевого процесу фліп-поляризації цей метод працює з обмеженнями, бо кодування багатьох проміжних електрон-позитронних пар вимагає занадто багато кубітів, що недоступно на сучасних квантових комп'ютерах.

Таким чином, можна засвідчити, що квантові комп'ютери спроможні покращити час розрахунків для вирішення задач КЕД у сильних лазерних полях, порівняно з класичними методами. Водночас існують обмеження, такі як шум, декогеренція та скінченна кількість кубітів, що обмежують точність і масштабованість моделювання. Проведений огляд вказує на значний потенціал квантових обчислень як інструменту для дослідження нелінійних процесів КЕД у сильних лазерних полях.

Список використаних джерел

- [1] Jordan S. P., Lee K. S. M., Preskill J., «Quantum Algorithms for Quantum Field Theories» *Science* 336, 1130–1133, 2012.
- [2] Draper P., Hidalgo L., Ilderton A., «Hamiltonian truncation and quantum simulation of strong-field QED beyond tree level» *Phys. Rev. D* 113, 056010, 2026.
- [3] Hidalgo L., Draper P., «Quantum simulations for strong-field QED» *Phys. Rev. D* 109, 076004, 2024.

КОРЕЛЯЦІЯ ФРАКТАЛЬНИХ ХАРАКТЕРИСТИК МІКРОСТРУКТУРИ ТА ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ КОМПОЗИТІВ ZrB_2-C

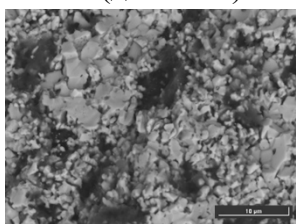
О.І. Ніжельська¹, к.б.н., О.Ю. Попов¹, д.ф.-м.н., А.С. Шірінян¹, д.ф.-м.н., доц.,
Л.В. Маринченко², к.т.н., с.н.с.

¹ Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

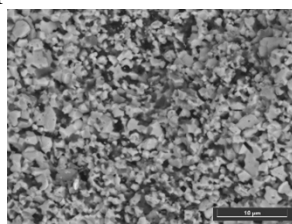
² КПІ ім. Ігоря Сікорського, Київ, Україна

Перспективним матеріалом для ядерних реакторів, в ракетобудуванні, є диборид цирконію ZrB_2 . Актуальним завданням є пошук зв'язку між мікроструктурою керамічного композиту на основі ZrB_2 і графіту та його теплопровідними властивостями за різними методами дослідження.

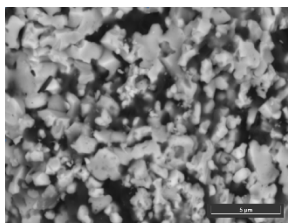
На першому етапі наукового пошуку проведено дослідження впливу мікроструктури синтезованого гетеромодульного керамічного композиту (отриманого методом високотемпературного реакційного синтезу із порошків карбіду бору B_4C та карбіду цирконію ZrC), на коефіцієнт теплопровідності. Зразки були виготовлені способом реакційного гарячого пресування, як описано у праці [1]. Було взято два типи карбіду бору, з частинками 20 мкм та 2 мкм. У результаті високотемпературних хімічних реакцій між вихідними компонентами може виникати нова фаза, зокрема, кристали графіту. Коефіцієнт теплопровідності композиту ZrB_2-C (далі як k) виміряно за кімнатної температури за методикою, описаною в праці [2]. З



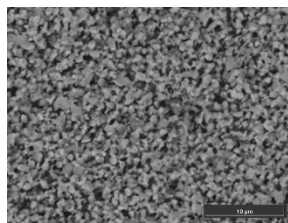
Зразок №1



Зразок №2



Зразок №3



Зразок №4

Рис. 1. Мікрозображення поверхні сколу зразків композиту ZrB_2-C в BSE-режимі

керамічних композитів шляхом удару отримували уламки, і поверхню сколу цих зразків досліджували за допомогою скануючої електронної мікроскопії у двох режимах: вторинних електронів (SEM), який дає зображення рельєфу поверхні зразка з високою роздільною здатністю, та зворотного розсіювання електронів (BSE), який надає інформацію про атомний склад поверхні, оскільки пружне відбиття електронів залежить від атомної маси матеріалу. Рентгеноструктурні дослідження показали, що на BSE-зображеннях основна матриця ZrB_2 має сірий відтінок, чорна фаза свідчить про включення графіту (рис.1).

На другому етапі дослідження отримані мікрозображення аналізували за різних збільшень за допомогою фрактального аналізу (далі як ФА) і програмного забезпечення *ImageJ* та плагіну *FracLac* методом *box counting* за стандартних налаштувань. Цей метод передбачає підрахунок кількості квадратів N зі стороною r , яка необхідна для покриття контурів фігур зображення, приведеного до чорно-білих кольорів (бінаризація). Нахил логарифмічної залежності між N і r і являє собою фрактальну розмірність зображення – параметр D [3]. За допомогою плагіна *FracLac* було розраховано додатковий параметр - лакунарність L . Цей показник дає можливість оцінити неоднорідність розподілу пустот (лакун) в текстурі матеріалу. Низький показник лакунарності свідчить про більш рівномірне розташування пустот, високий – про наявність великих пустот або/та неоднорідність їх локалізації. У випадку двофазних систем для ФА слід обирати саме BSE-зображення електронної мікроскопії. Це спрощує бінаризацію та робить розрахунки фрактальної розмірності та лакунарності достовірнішими.

В табл.1 наведено умови виготовлення зразків композиту, експериментально виміряне значення теплопровідності та обчислені фрактальні параметри BSE-зображень зразків.

Таблиця 1

Характеристики зразків композитної кераміки

№ зразку	Середній розмір зерна V_4C , мкм	Умови спікання за тиску 30 МПА	Теплопровідність k , В/м·К	Масштаб BSE-зображення	Фрактальність на розмірність D	Лакунарність L
1	20	1850°C, 4 хв	43,3±1	10х	1,80±0,03	0,39±0,02
2	2	2000°C, 8 хв	71,7±5	10х	1,80±0,03	0,28±0,02
3	20	1900°C, 3 хв	41,0±1	20х*	1,75±0,03	0,35±0,02
4	2	1850°C, 4 хв	67,5±5	10х	1,82±0,03	0,22±0,02

*було наявне мікрозображення лише зі збільшенням 20х

Аналіз засвідчив, що теплопровідність синтезованого композиту тим більша, чим менший показник лакунарності L , за зміни D майже в межах похибки. Помітним є також вплив розміру зерна початкового порошку V_4C на властивості композиту. Вибір лакунарності як основного фрактального параметра дає змогу для двофазної системи виокремити кінцеві фази ZrB_2 та C (як два кольори) з різною питомою теплопровідністю та обрахувати їх розподіл для кожного зразка. За однакового хімічного складу саме розподіл фаз отриманого композиту буде визначати його загальну теплопровідність. Мала лакунарність характеризує більш однорідну структуру композиту, що відповідає кращій передачі тепла.

Було виявлено, що у зразку №3 структура не є строго двофазною, тому після бінаризації зображення розподіл фаз міг бути визначений некоректно [4]. Водночас, тенденція збільшення теплопровідності отриманого композиту зі зменшенням лакунарності та середнього розміру зерна вихідного порошку V_4C зберігалась. Також припускаємо, що у зразках із середнім розміром зерна V_4C 20 мкм (від іншого виробника) могли бути наявні домішки.

Таким чином, показано придатність фрактального підходу для аналізу мікроструктури і теплопровідності у випадку двофазних синтезованих композитів, в якій матриця і включення відповідають бінарному зображенню. Для композиту дибориду цирконію з графітом теплопровідність лінійно збільшувалась зі зменшенням значення лакунарності, що обумовлено зменшенням розміру зерен графіту та більш рівномірним розподілом фаз [4]. Використання фрактального аналізу є доцільним у випадках, коли безпосереднє отримання зразків є неможливим, приміром, для віддалено отриманих мікрозображень поверхні. Іншим варіантом застосування фрактального аналізу мікрозображень може бути визначення кореляційного параметру D_2 , який безпосередньо враховуватиме фактичний розмір фаз отриманого композиту (а не «берегову лінію») за *box counting* методом.

Список використаних джерел

- [1] Popov, O., Vleugels, J., Zeynalov, E., & Vishnyakov, V. Reactive hot pressing route for dense ZrB_2 -SiC and ZrB_2 -SiC-CNT ultra-high temperature ceramics. *Journal of the European Ceramic Society*, 40(15), P.5012-5019, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.jeurceramsoc.2020.07.039>
- [2] Popov O., Avramenko T., Vishnyakov V. Thermal conductivity and thermal shock resistance of TiB_2 -based UHTCs enhanced by graphite platelets, *Materials Today Communications*, № 26, P. 101756, 2020. DOI: [10.1016/j.mtcomm.2020.101756](https://doi.org/10.1016/j.mtcomm.2020.101756)
- [3] Ristanović D, Milosević NT. Fractal analysis: methodologies for biomedical researchers. *Theoretical Biology Forum*, 105(2), P.99-118, 2012. PMID: 2375795
- [4] Shirinyan A.S., Marynchenko L.V., Nizhelska O.I. A Fractal Approach to Evaluating the Thermal Conductivity of ZrB_2 -C Composite Ceramic Materials. *Physics and Chemistry of Solid State*, Vol.27, №1, P. 52-61, 2026.

СТРУКТУРНІ ЕФЕКТИ СТАТИЧНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ В КЛІТИНАХ І КРИСТАЛАХ: КОРЕЛЯЦІЙНИЙ ПІДХІД ДО АНАЛІЗУ ЗОБРАЖЕНЬ ВИСОХЛИХ СУСПЕНЗІЙ

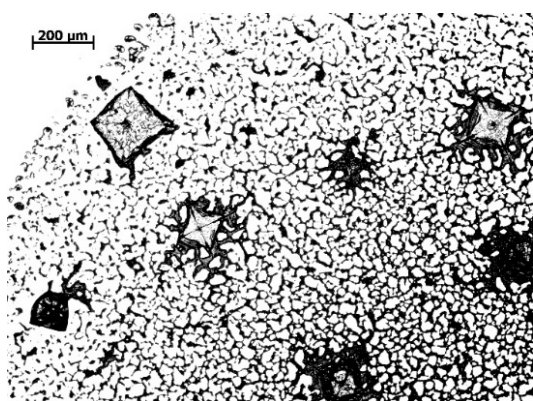
О.І. Ніжельська¹, к.б.н., В.В. Хохлов², Л.В. Маринченко³, к.т.н., с.н.с.,
А.С. Шірінян¹, д.ф.-м.н., доц.

¹ Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

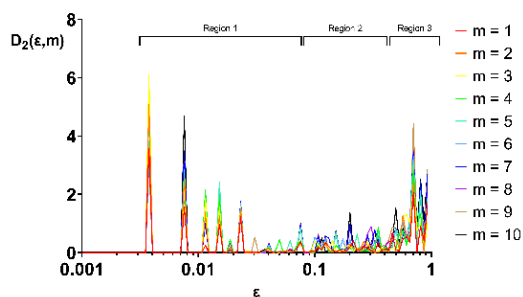
² Громадська організація «Аніль», Київ, Україна

³ КПІ ім. Ігоря Сікорського, Київ, Україна

Міждисциплінарні дослідження показують, що живі клітини, які не мають біогенних магнітних наночастинок, можуть реагувати на слабкі та середні магнітні поля через непрямі фізико-хімічні механізми, зокрема зміну іонного транспорту через мембрани. Водночас статичне магнітне поле (СМП) впливає і на неорганічні системи, зокрема на кінетику кристалізації та морфологію структур (через дію сили Лоренца, орієнтацію молекул, зміну дефектності тощо). Таким чином, СМП може одночасно модифікувати як біологічну, так і мінеральну компоненти складних систем. Оскільки ці ефекти часто не є візуально очевидними, актуальним є застосування чутливих методів аналізу мікрозображень.



а



б

Рис. 1. Мікрозображення висохлої краплі дріжджової суспензії в розчині NaCl на Si (а); графік кореляційної вимірності $D_2(\epsilon, m)$ з позначенням характерних регіонів (б).

залежності $D_2(\epsilon, m)$ за умови збіжності зі зростанням розмірності вкладення (рис.1, б).

У роботі досліджено придатність кореляційного аналізу для виявлення впливу СМП на клітини дріжджів *Saccharomyces cerevisiae* у фізрозчині (0.9% NaCl), висушених на кремнієвих підкладках [1]. Краплі суспензії (50 мкл) наносили на поліровані пластини кремнію різних типів провідності і висушували в контрольних умовах або в СМП 0.17 Тл з лініями індукції, перпендикулярними до площини зразка. Мікрозображення отримували у відбитому світлі на мікроскопі AXIO Observer A1M Carl Zeiss ($\times 50$ – $\times 1000$). Висушені зразки формували мереживоподібні структури з клітин і кристалів NaCl (рис.1,а). Візуальний аналіз і метод *box counting* не виявили суттєвих відмінностей між серіями.

Для детального аналізу зображення обробляли як поля яскравості та обчислювали кореляційну розмірність D_2 . На відміну від *box counting*, цей підхід враховує повну текстурну структуру зображення.

Для вилучення тонкої структурної інформації кожне мікрозображення у відтінках сірого перетворювали на числовий ряд значень яскравості пікселів. Після нормування до інтервалу $[0; 1]$ і приведення до нульового середнього кореляційну розмірність D_2 обчислювали за алгоритмом Грасбергера–Прокаччіа [2], реалізованим у програмі d2 пакета TISEAN [3]. Репрезентативні значення D_2 визначали з області плато (Region 2)

Результати показали, що для всіх типів кремнієвих підкладок дія СМП під час висихання супроводжується зростанням D_2 мереживоподібної текстури. Окремі аналізи було проведено для зображень індивідуальних клітин дріжджів та кристалів NaCl.

Для клітин дріжджів спостерігався зсув розподілу D_2 до вищих значень без зміни його ширини, що свідчить про систематичні зміни поверхневої організації (рис.2,а).

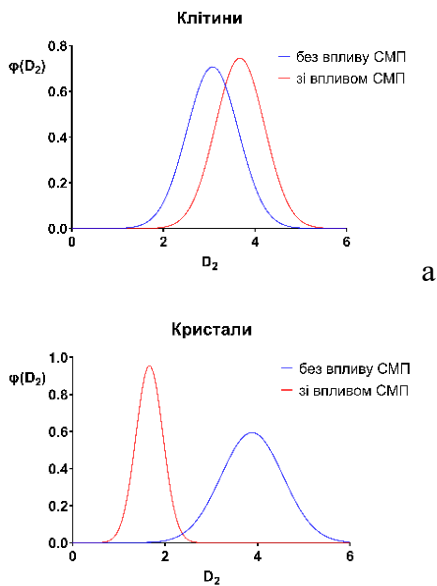


Рис. 2. Нормальний розподіл кореляційної вимірності для двох вибірок: а) з 10 зображень окремих клітин ($\times 1000$); б) з 5 зображень окремих кристалів ($\times 50$) суспензії, висохлої на різних типах Si.

живу та неживу складові системи через спільні механізми на рівні міжфазних взаємодій. Застосування кореляційного аналізу довело свою високу чутливість до таких змін і дало змогу виявити ефекти СМП, недоступні для традиційних методів аналізу зображень, що підкреслює його перспективність для дослідження тонкої структурної організації біофізичних систем.

Встановлено, що кореляційний аналіз є чутливим інструментом для розрізнення змін біологічної та мінеральної складових і виявлення тонкої структурної організації зображень. Кореляційний аналіз є особливо цінним тоді, коли зображення має достатню роздільну здатність, оскільки він уловлює тонку градаційну організацію, недоступну для простіших методів фрактального аналізу.

Список використаних джерел

- [1]. L. Marynchenko, V. Khokhlov, O. Nizhelska, and V. Holub, "Application of Image Correlation Analysis to Detect Cell Sensitivity to Magnetic Field", *Innov Biosyst Bioeng*, vol. 10, no. 1, pp. 3–14, Mar. 2026. DOI: <https://doi.org/10.20535/ibb.2026.10.1.354760>
- [2]. Grassberger P, Procaccia I. Dimensions and entropies of strange attractors from a fluctuating dynamics approach. *Physica D*. 1984;13(1-2):34-54.
- [3] TISEAN 3.0.1 software [Internet]. Available from: https://www.pks.mpg.de/tisean/Tisean_3.0.1/index.html
- [4] Teodori L, Albertini MC, Ugucconi F, Falcieri E, Rocchi MB, Battistelli M, et al. Static magnetic fields affect cell size, shape, orientation, and membrane surface of human glioblastoma cells. *Cytometry A*. 2006;69(2):75-85.

ДОСЛІДЖЕННЯ СТРУКТУРИ ТА ТЕРМІЧНОЇ СТАБІЛЬНОСТІ НАНОДИСПЕРСНИХ ПЛІВОК ЗАЛІЗА, ОТРИМАНИХ МЕТОДОМ ІМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО НАПИЛЕННЯ

Ніколайчук Г. П., к.ф.-м.н., доц.

*Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут»,
Харків, Україна*

Плівки заліза були отримані конденсацією лазерної ерозійної плазми (ЛЕП) в режимі наносекундних імпульсів випромінювання в інтервалі тиску в вакуумній камері $10^{-3} - 10^{-5}$ Па. Середня енергія нейтральних атомів 10 еВ, іонів ЛЕП 100 еВ, а ступінь іонізації плазми 10 – 30 %. При такому режимі напилення процес конденсації плівок відбувається в умовах надшвидкого постачання на підкладку іонізованих та збуджених атомів невеликої маси речовини та призводить до значного збільшення щільності зародків на підкладці. При цьому суцільність плівок настає при товщинах порядку 2 нм. Більш детально методика експерименту наведена в роботі [1].

Імпульсне лазерне напилення (ІЛН) призводило до формування аморфних плівок заліза при кімнатній температурі підкладки. За даними просвічувальної електронної мікроскопії (ПЕМ) на електронограмах присутні дифузні гало та стохастична хвильова структура сітки неоднорідностей на зображенні з періодом 1 – 5 нм, що характерно для аморфного стану. Аморфний стан є гетерогенним, а структура конденсату може бути описана як конгломератна. Аморфізація конденсату при кімнатній температурі в процесі ІЛН відбувається завдяки дії ряду факторів: загартуванню нерівноважного стану, який формується безпосередньо після конденсації імпульсу пароплазмового потоку; стримуванню коалесценції та поверхневої міграції адатомів металу шаром адсорбованих в перерві між імпульсами конденсації газів, самим активним з яких є кисень; часткової хемосорбції газів, активованої іонною та електронною складовими ЛЕП осаджуваного металу. Один імпульс випарованої речовини створює на підкладці дуже велике ($\sim 10^{12}$ см⁻²) число зародків плівки, які взаємодіють з атомами кисню залишкової вакуумної атмосфери, адсорбованими в перерві між імпульсами, та утворюють аморфні прошарки складу Fe_xO_y. У наших експериментах товщина адсорбованого в перерві між імпульсами конденсації кисню буде дорівнювати товщині шару металу, осадженого за один імпульс, при тиску $P \sim 3 \cdot 10^{-5}$ Па. Тому, якщо $P < 3 \cdot 10^{-5}$ Па, то буде утворюватися полікристалічна плівка. В цьому випадку кисню буде недостатньо для блокування коалесценції зародків металу, їх збільшення та утворення кристалічних острівків, що призведе до формування полікристалічної структури плівки. При $P \geq 3 \cdot 10^{-5}$ Па буде відбуватися формування аморфних конденсатів. Їх структура і фазовий склад головним чином залежали від тиску газів у вакуумній камері.

Дослідження структури аморфних конденсатів проводили шляхом розрахунку функцій радіального розподілу (ФРР) атомної щільності $4\pi R^2\rho(R)$ методом Фур'є-аналізу інтенсивності когерентно розсіяних електронів. Цей метод дозволяє визначити параметри найближчого порядку аморфних тіл, але без урахування просторової орієнтації міжатомних відстаней. На рис. 1, а – б наведені ФРР плівок, отриманих конденсацією на КСІ при тисках $P = 5 \cdot 10^{-5}$ Па і $P = 8 \cdot 10^{-4}$ Па. В першому випадку формується аморфний конденсат заліза з малою кількістю домішкової кисневої фази (рис. 1, а). Координаційні радіуси аморфного заліза, отримані в такому вакуумі, мають наступні значення: $R_1 = 0,258$; $R_2 = 0,494$; $R_3 = 0,633$; $R_4 = 0,922$ нм. Координаційне число для перших двох координаційних сфер $N_{\text{Fe-Fe}} = 12$. На ФРР спостерігаються також піки, які належать аморфній кисневій фазі: $R_1 = 0,196$; $R_2 = 0,378$; $R_3 = 0,706$; $R_4 = 0,722$; $R_5 = 0,879$ нм. Їх інтенсивність значно нижча, ніж у заліза, а перший пік практично не виділяється через дуже велику інтенсивність першого максимуму заліза. У міру підвищення тиску в камері значення координаційних чисел $N_{\text{Fe-Fe}}$ знижується до 9. На рис. 1, б наведена ФРР плівки, отриманої при тиску $P = 8 \cdot 10^{-4}$ Па. В цьому випадку різко

знизилась інтенсивність ліній заліза та підвищилися значення їх координаційних радіусів: $R_1 = 0,275$; $R_2 = 0,565$; $R_3 = 0,670$ нм. Для оксидної фази отримані наступні відстані: $R_1 = 0,196$; $R_2 = 0,327$; $R_3 = 0,375$; $R_4 = 0,466$; $R_5 = 0,507$; $R_6 = 0,630$; $R_7 = 0,818$; $R_8 = 0,876$ нм. Перше координаційне число $N_{\text{Fe-O}} = 4,2$. Координаційні радіуси кисневої фази добре узгоджуються з даними для аморфного Fe_2O_3 , але координаційне число менше, ніж у стехіометричного $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$, яке повинно дорівнювати $N_{\text{Fe-O}} = 6$. Тому можна припустити, що у нашому випадку спостерігається змішане, як окта-, так і тетраедричне оточення атомів заліза киснем. Така структура характерна для метастабільної $\gamma - \text{Fe}_2\text{O}_3$, в той час, як стабільна $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$ має тільки октаедричне оточення заліза киснем.

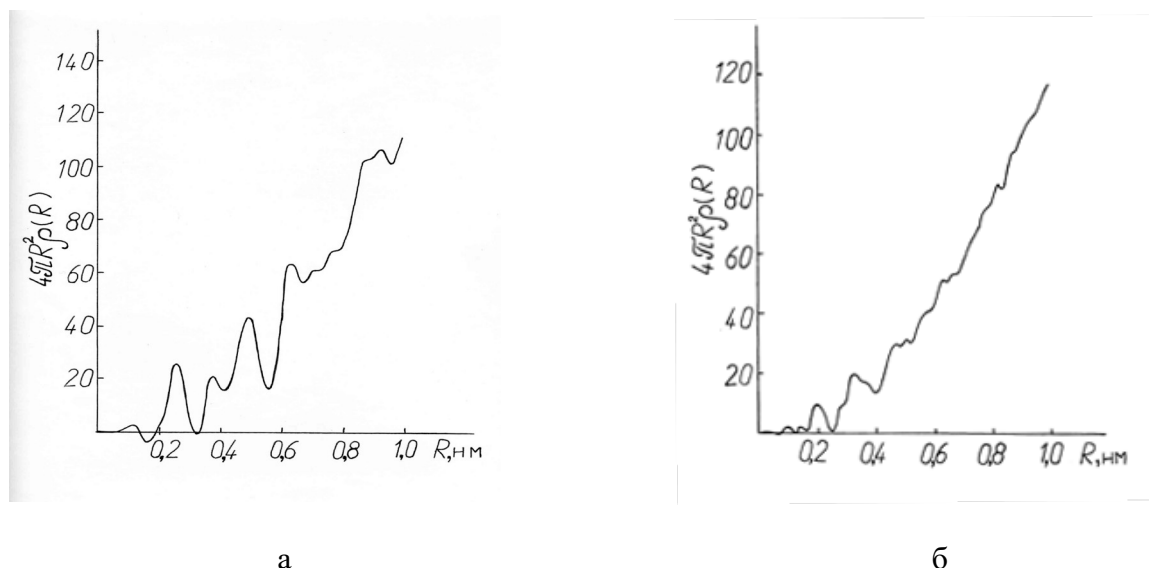


Рис. 1. ФРП аморфних плівок, отриманих при: а — $P = 5 \cdot 10^{-5}$ Па, б — $P = 8 \cdot 10^{-4}$ Па.

Якщо тиск $P > 10^{-3}$ Па, то відбувається утворення полікристалічних плівок, що складаються з суміші кисневих фаз $\gamma - \text{Fe}_2\text{O}_3$, FeO і Fe_3O_4 .

Термічну стійкість конденсатів вивчали в процесі відпалу аморфних плівок. Відпал ініціював їх кристалізацію. Структура та склад виділень залежали як від температури відпалу T_v , так і від швидкості нагрівання v_n . При термічному відпалі ($T_v \sim 500$ К, $v_n \sim 0,1$ К/с) відбувається переважна кристалізація, яка супроводжується виділенням частинок $\alpha - \text{Fe}$ та збагаченням аморфного конгломерату киснем. Збільшення температури відпалу до $T_v \sim 600$ К призводить до того, що залишкова плівка кристалізується поліморфно з утворенням кубічної та тетрагональної модифікацій $\gamma - \text{Fe}_2\text{O}_3$. Збільшення швидкості нагрівання v_n до 10 К/с (імпульсний нагрів плівки електронним променем в колоні мікроскопа) призводить до зміни кінетики кристалізації. При таких швидкостях нагріву на початковому етапі спостерігали евтектичну кристалізацію з утворенням $\alpha - \text{Fe}$ та $\gamma - \text{Fe}_2\text{O}_3$. Подальше збільшення температури призводило до поліморфної кристалізації плівки, що залишилася не закристилізованою. Ці дані підтверджують конгломератну будову аморфних плівок. Конгломератна структура не є стабільною. Старіння або термічний відпал призводять до її релаксації. Виділення металевих частинок на стадії переважної кристалізації пов'язано з кристалізацією та коалесценцією аморфних феромагнітних кластерів. При цьому плівка збагачується киснем. Якщо його буде досить до утворення з'єднання стехіометричного складу, відбувається поліморфна кристалізація аморфного оксиду.

Список використаних джерел

[1] О. Г. Багмут, В. М. Косевич, Г. П. Ніколайчук Питання атомної науки та техніки, Серія: Ядерна фізика (Теорія та експеримент). № 4/12, с. 59–65, 1990.

МЕССБАУЕРІВСЬКА СПЕКТРОСКОПІЯ НАНОДИСПЕРСНИХ ПЛІВОК ЗАЛІЗА, ОТРИМАНИХ МЕТОДОМ ІМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО НАПИЛЕННЯ

Ніколайчук Г. П., к.ф.-м.н., доц.

*Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут»,
Харків, Україна*

Випаровування проводили лазером (АІГ: Nd^{3+}), який працював у режимі модульованої добротності з довжиною хвилі $\lambda = 1,06$ мкм. Частота слідування імпульсів 25 Гц. Тиск залишкових газів у вакуумній камері підтримували на рівні $10^{-3} - 10^{-5}$ Па. Конденсацію проводили на підкладки силіцію, слюди, ситалу, відколи КСІ, фольги Мо, Zr, а також фольгу Al товщиною 10 мкм, прозору для γ – квантів з енергією 14,4 кеВ, які утворювались атомами ^{57}Co в матриці хрому. Підкладки знаходились при кімнатній температурі. Для випаровування використовували залізо, збагачене на 95,54 % ізотопом ^{57}Fe , чистота якого була не менше 99,98 %. Товщина досліджуваних плівок знаходилась в межах 10 – 60 нм. Методика препарування конденсатів описана в [1]. Структуру плівок та їх структурні перетворення вивчали на просвічувальному електронному мікроскопі ЕМВ – 100Л, прогриваючи плівки електронним променем у колоні мікроскопа, або після відпалу в вакуумній камері. Мессбауерівські дослідження проводили на спектрометрі ЯГРС – 4, а також магнітному β – спектрометрі, адаптованому для селективної за глибиною Мессбауерівською спектроскопією конверсійних електронів (МСКЕ). Калібровку ізомерних зсувів проводили відносно $\alpha - \text{Fe}$.

МСКЕ спектри розсіяння досліджуваних плівок були типовими для аморфних феромагнетиків. Ізомерні зсуви спектрів δ позитивні відносно $\alpha - \text{Fe}$, що свідчить про зменшення електронної щільності на ядрах ^{57}Fe в аморфній плівці в порівнянні з кристалічним залізом. Зменшення електронної щільності може бути зв'язано як зі збільшенням вільного об'єму, так і з впливом домішок, які забирають на себе частину електронів за рахунок хімічного зв'язку. Лінії спектрів розширені. Це вказує на наявність розподілу надтонких полів (НТП) в аморфній фазі, яке з'являється внаслідок наявності нееквівалентних положень у розташуванні атомів заліза. Найбільш імовірне значення НТП в аморфних плівках $H = 250$ кЕ, що значно менше, ніж у кристалічного $\alpha - \text{Fe}$, для якого НТП дорівнює 330 кЕ.

МСКЕ спектри плівок товщиною 10 нм, отримані при тиску $P = 3 \cdot 10^{-5}$ Па на КСІ, показані на рис 1. На рис 1, а наведено спектр з плівки, термічно покритої відразу після ІЛН прозорою для конверсійних електронів плівкою золота. Ізомерний зсув спектра $\delta = 0,16$ мм/с. Напівширина (ширина лінії на половині висоти) першої лінії $\Gamma_1 = 2,5$ мм/с. Розподіл надтонких полів $P(H)$ для цього зразка показано на рис 1, д. Аналіз спектру показав, що ця плівка практично на 100 % складається з аморфної феромагнітної фази. Спектр з плівки, отриманий в аналогічних умовах без захисного покриття, знятий через добу після конденсації (рис 1, б) мав відмінні інтенсивності ліній. Збільшилась інтенсивність ліній 3 і 4. Це відбулося за рахунок вкладу суперпарамагнітної фази. В цьому випадку кількість феромагнітної фази складає 91,2 %, а суперпарамагнітної 8,8 %. При цьому дещо збільшився ізомерний зсув $\delta = 0,18$ мм/с та зменшилась напівширина першої лінії $\Gamma_1 = 2,4$ мм/с. Подальша витримка цього зразка на повітрі при кімнатній температурі призводила до переходу частини атомів заліза в фазу, яка знаходиться в суперпарамагнітному стані. Суперпарамагнітна релаксація показана на рис. 2, б – г. Процес витримки на повітрі призводить до зміни інтенсивностей ліній, зменшенню середнього значення ефективного поля на ядрі для феромагнітної фази та поступового збільшення ізомерного зсуву. В кінцевому підсумку формувався розширений дублет від суперпарамагнітної фази з ізомерним зсувом $\delta = 0,41$ мм/с, напівшириною лінії $\Gamma_1 = 0,55$ мм/с та квадрупольним розщепленням $\Delta = 0,68$ мм/с. Такі параметри дублету характерні для стану Fe^{3+} , який можуть забезпечувати нанокластери розміром 1 – 10 нм, що містять до $10^3 - 10^6$ атомів. При цьому, за даними ПЕМ, плівки залишаються в аморфному стані.

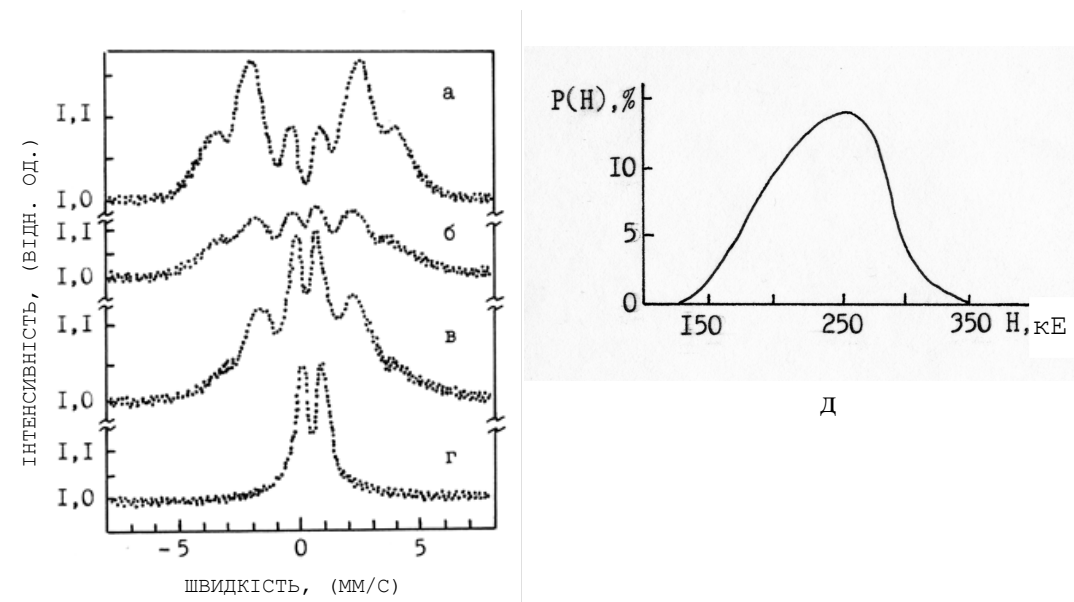


Рис. 1. МСКЕ спектри конденсатів заліза на КСІ: а — з захисним покриттям золота; б — без покриття, знятий через добу після наплення та витримки на повітрі; в — знятий через три доби після наплення; г — знятий через тиждень після наплення; д — розподіл надтонких полів для зразка а.

Таким чином, на активних підкладках, якою є КСІ, з часом відбувається поступовий перехід від початкової аморфної феромагнітної фази до аморфної суперпарамагнітної фази, в якій усі атоми заліза переходять у стан Fe^{3+} , що пов'язано з поступовим окисненням плівки в процесі її витримки в атмосфері. Для плівок з захисним покриттям перехід у суперпарамагнітну фазу відбувається за значно довший час – біля двох місяців. Окиснення плівок обумовлено впливом каталітичної активності КСІ. Плівки, отримані в аналогічних вакуумних умовах на всіх нейтральних підкладках, по параметрам спектрів практично не відрізняються від тих, що були отримані на КСІ. Відмінністю цих плівок є те, що при витримці у повітрі без захисних покриттів на протязі більше року, їх фазовий склад і параметри спектрів майже не змінюються.

Підвищення тиску в вакуумній камері та товщини плівки призводить до збільшення кількості оксидної фази. Спектр плівки товщиною 20 нм, отриманої при $P = 8 \cdot 10^{-5}$ Па конденсацією на силіції, складається на 75 % з феромагнітної фази та на 25 % з суперпарамагнітної фази, яка має наступні параметри: $\delta = 0,33$ мм/с, $\Gamma_1 = 0,55$ мм/с, квадрупольне розщеплення $\Delta = 0,99$ мм/с. Спектр плівки товщиною 30 нм, отриманої при $P = 8 \cdot 10^{-4}$ Па конденсацією на силіції, складається на 88 % з суперпарамагнітного дублету та на 12 % з феромагнітної фази. Дублет має наступні параметри: $\delta = 0,36$ мм/с, $\Gamma_1 = 0,89$ мм/с, квадрупольне розщеплення $\Delta = 1,01$ мм/с. Такі параметри дублетів характерні для нанокластерів $\gamma - Fe_2O_3$. Збільшення параметрів та поширення ліній спектрів квадрупольних дублетів виникають через наявність набору нееквівалентних положень в розташуванні атомів заліза.

При збільшенні товщини плівки інтенсивність суперпарамагнітної релаксації збільшується, що обумовлено товщинним ефектом, тобто зменшенням стійкості аморфного стану з ростом товщини плівок. В нашому випадку критична товщина ~ 40 нм. Починаючи з цієї товщини, відбувається утворення кристалічної фази навіть при тисках, які характерні для утворення аморфних конденсатів, що також підтверджується даними ПЕМ.

Список використаних джерел

[1] О. Г. Багмут, В. М. Косевич, Г. П. Ніколайчук Фізика та хімія обробки матеріалів, № 3, с. 74-81, 1988.

МОДЕЛЮВАННЯ РЕЛАКСАЦІЇ ТЕМПЕРАТУРИ НЕОДНОРІДНО ЗАМАГНІЧЕНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ГАЗУ

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

Електронне охолодження є одним із ключових методів зменшення фазового об'єму пучків заряджених частинок і широко застосовується в накопичувальних кільцях та прискорювачах. Його суть полягає у пропусканні пучка важких частинок крізь супутній холодний електронний пучок. У системі відліку, що рухається разом із пучком, електрони мають меншу температуру, ніж іони, і внаслідок кулонівських взаємодій відбувається передача енергії від важких частинок до електронів. Це приводить до релаксації температур і зменшення розкиду швидкостей іонного пучка. Теоретичний опис електронного охолодження базується на теорії бінарних зіткнень, діелектричній моделі, чисельних методах, зокрема, *particle-in-cell* та молекулярно-динамічні симуляції [1–3].

Особливий інтерес становить режим сильного магнітного поля, у якому рух електронів часто розглядають як одновимірний вздовж силових ліній поля [3]. При цьому істотно змінюється характер кулонівських зіткнень, а ефективність охолодження значно збільшується. Ефективність швидкого електронного охолодження залежить від однорідності магнітного поля, зокрема, на практиці необхідно забезпечити відносні варіації $\Delta B/B \lesssim 10^{-4} - 10^{-5}$ [4].

В даній роботі досліджується можливість застосування моделі жорстких сфер для опису швидкого охолодження важких негативно заряджених частинок. Для моделювання системи використано програмний код на основі високоефективного алгоритму Любачевського [5]. Електрони вважаються сильно замагніченими, а їхній рух – одновимірним вздовж фіксованих траєкторій. Головна увага зосереджена на впливі неоднорідності магнітного поля, яке враховується як відхилення траєкторій електронів від середнього напрямку поля вздовж осі z .

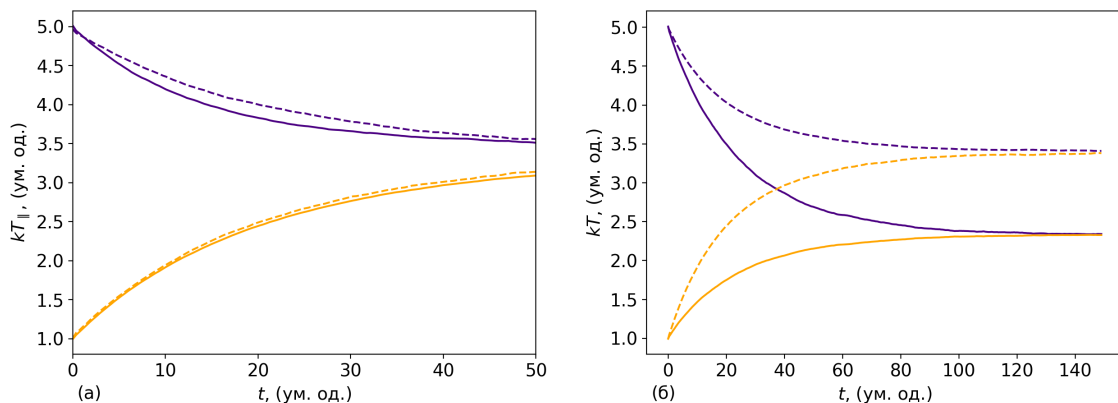


Рис.1. Релаксація температури в системі жорстких сфер. Сині лінії: температура вільних частинок; помаранчеві лінії: температура легких частинок. а) Вплив неоднорідності замагнічення на поздовжню температуру. Суцільні лінії: однорідне замагнічення; штрихові лінії: неоднорідне замагнічення. б) вплив замагніченості частинок на релаксацію температури. Суцільні лінії: всі частинки вільні; штрихові лінії: легкі частинки замагнічені.

Було проведено моделювання системи з $N_1=10^4$ вільних частинок з масою $m_1=2$ та $N_2=2 \cdot 10^4$ замагніченими частинками з масою $m_2=1$. Початкова температура вільної компоненти складала $kT_1=5$, а замагніченої складала $kT_2=1.0$. Було проведено моделювання у випадках, коли траєкторії всіх замагнічених частинок паралельні осі z , та коли напрями траєкторій замагнічених частинок є випадковими. Релаксація температури відбулася за час близько $t=150$ од., що відповідає приблизно 5 зіткненням на частинку.

Як видно з рис.1а, у випадку паралельних траєкторій замагнічених частинок швидкість охолодження важких частинок є дещо більшою порівняно з випадком довільно направлених траєкторій, що вказує на значну роль однорідності поля. З іншого боку, ефективність охолодження є меншою порівняно з випадком, коли легкі частинки мають змогу рухатися вільно (рис.1б). Дійсно, передачі енергії не відбувається при зіткненні вільної та замагніченої частинок перпендикулярно до траєкторії. Отже, можна зробити висновок, що модель жорстких сфер потребує модифікації динаміки зіткнення вільних та замагнічених частинок для коректного опису швидкого електронного охолодження.

Список використаних джерел

- [1] G.I. Budker, *Atomnaya Energiya* 22, 346 (1967) [*Sov. At. Energy* 22, 438 (1967)].
- [2] Hrachya B. Nersisyan, Christian Toepffer, Günter Zwicknagel. *Interactions Between Charged Particles in a Magnetic Field: A Theoretical Approach to Ion Stopping in Magnetized Plasmas*. Berlin: Springer, 2007.
- [3] Hrachya B. Nersisyan and Günter Zwicknagel. "Cooling force on ions in a magnetized electron plasma". *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 16, 074201 (2013).
- [4] D. Reistad. "The HESR Electron Cooling Proposal". *AIP Conf. Proc.* 821, 289–298 (2006).
- [5] Boris D Lubachevsky. "How to simulate billiards and similar systems". *Journal of Computational Physics*, vol. 94(2), p.255 (1991).

АСОЦІЙОВАНЕ НАРОДЖЕННЯ БОЗОНА ХІГГСА З ТОП-КВАРКОМ ЯК ПРЕЦИЗІЙНИЙ ТЕСТ ЮКАВСЬКОЇ КОНСТАНТИ ЗВ'ЯЗКУ

Обіход Т. В., к.ф.-м.н., с.н.с.; Петренко І. О.

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Процес асоційованого народження бозона Хіггса з одиничним топ-кварком (tH) є унікальним інструментом для дослідження юкавівського зв'язку топ-кварка k_t [1]. У лагранжіані взаємодія має вигляд:

$$L \supset -k_t (m_t / v) \bar{t} t H,$$

де $v = 246 \text{ GeV}$ — вакуумне середнє значення поля Хіггса.

Амплітуда процесу визначається інтерференцією внесків від діаграм із W -бозоном та топ-кварком:

$$|M|^2 \sim |A_W + k_t A_t|^2.$$

У Стандартній моделі (СМ) ($k_t = 1$) виконується наближене співвідношення $A_W \approx -A_t$, що призводить до деструктивної інтерференції та пригнічення перерізу:

$$\sigma_{SM}(tH) \approx 85 - 90 \text{ фб при } \sqrt{s} = 13 \text{ TeV}.$$

Моделювання процесів tHq і tWH виконано з використанням генератора MadGraph5_aMC@NLO:

- tHq у чотирифлейворній схемі (4FS),
- tWH у п'ятифлейворній схемі (5FS).

Динамічні масштаби задаються як:

$$\mu_R = \mu_F = H_T / 2.$$

На рівні LO+MLM отримано:

$$\sigma_{LO} \approx 69 \text{ фб},$$

що після врахування K -фактора:

$$K \approx 0.7 (tWH) - 1.5 (tHq)$$

дає узгоджене значення $\sigma_{NLO} \approx 85.9 \text{ фб}$. Таким чином, наш нормалізований поперечний переріз приблизно на 4,0% нижчий за прогноз СМ на ATLAS [2]. Це відхилення добре відповідає повідомленим теоретичним невизначеностям, отриманим від варіації масштабу КХД (+6,5%/−14,9%) та невизначеностей $PDF + \alpha_s$ (зазвичай $\pm 3 - 6\%$), що вказує на хорошу загальну узгодженість.

У сценарії інверсії знака юкавівського зв'язку ($k_t = -1$) інтерференція стає конструктивною:

$$|M|^2 \sim |A_W - A_t|^2,$$

що призводить до різкого зростання перерізу:

$$\sigma(k_t = -1) \approx (4 - 10) \times \sigma_{SM}.$$

Сумарні результати розрахунків для конструктивної інтерференції і СМ процесу tH (tHq і tWH) наведено в Таблиці 1 [3].

Отримано кінематичні характеристики процесу:

$$\langle p_T(H) \rangle \approx 60 - 80 \text{ GeV}, H_T \approx 200 - 400 \text{ GeV}, \eta(j_{forward}) > 2.$$

Проведений нами ретельний феноменологічний аналіз народження бозона Хіггса з одним топ-кварком на Великому Адронному Колайдері виконано з особливим акцентом на чутливість розглянутого процесу tH до розміру та знаку юкавської константи зв'язку топ-кварка з бозоном Хіггса. Режими народження tH , а саме tHq (t-канал) та tWH (асоційований) процес, дозволяють провести дуже потужну перевірку відносної різниці між константами зв'язку Хіггса з ферміонами та калібрувальними бозонами завдяки характерній структурі амплітуд, що вносять свій вклад.

Інтерференційна картина між діаграмами, що включає юкавську константу зв'язку топ-кварка і Хіггса, робить розподіл tH поперечного перерізу та кінематики високочутливими до знаку $k_t \equiv y_t / y_t^{SM}$. У Стандартній моделі ($k_t = +1$) деструктивна інтерференція пригнічує швидкість процесу, що призводить до $\sigma(tH) \approx 89,5$ фб при КХД NLO для $\sqrt{s} = 13$ TeV. На протизагуг цього, інвертована взаємодія ($k_t = -1$) перетворює процес на конструктивну інтерференцію. Таким чином, процес tH є одним із найбільш чутливих каналів до знака юкавівського зв'язку топ-кварка.

Очікується, що суттєво збільшена світність Великого адронного колайдера (HL-LHC) у поєднанні з покращеним теоретичним апаратом та передовими методами аналізу дозволить набагато точніше визначити Юкава константу зв'язку топ кварка з бозоном Хіггса, включаючи ефекти, що порушують CP-симетрію, тим самим поглиблюючи наше розуміння порушення електрослабкої симетрії. Подальші дослідження на HL-LHC дозволяють встановити обмеження на k_t з високою точністю та перевірити можливі відхилення від Стандартної моделі.

Список використаних джерел

- [1] F. Demartin et al., "Higgs production in association with a single top quark," Eur. Phys. J. C, vol. 75, p. 267, 2015.
 [2] ATLAS Collaboration, "Search for Higgs boson production in association with a single top quark," arXiv:2508.14695, 2025.
 [3] T. Obikhod and I. Petrenko, "Higgs Boson Production in Association with a Single Top Quark as a Probe of the Top Yukawa Coupling," arXiv:2603.03404, 2026.

Таблиця 1
Перерізи процесу tH при різних значеннях k_t

k_t	$\sigma(tH)$, фб
1	85–90 (Стандартна модель)
-1	350–800 (Конструктивна інтерференція)
0	~50 (внесок W-бозона)

ВИЗНАЧЕННЯ ГЛИБИНИ ПРОНИКНЕННЯ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ У СПЛАВИ Fe-Cr-Al

Овчаренко А.Ю., доктор філософії; Овчаренко Ю.М., к.ф.-м.н..

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

На сьогоднішній день рентгенівське випромінювання (РВ) широко застосовується для виявлення структурних неоднорідностей матеріалів, діагностики в медицині та багатьох інших галузях. Глибина проникнення РВ у метали та їх сплави є ключовим параметром, що визначає ефективність захисту від радіації, точність вимірювання товщини шарів, виявлення мікроструктурних дефектів та аналіз механічних і термічних властивостей. Знання даної характеристики дозволяє оптимізувати експериментальні умови та розробляти нові матеріали. Реальні сплави Fe-Cr-Al часто піддаються піддаються тепловому розширенню, що суттєво впливає на їх оптичні властивості (декремент заломлення δ та коефіцієнт поглинання β) у рентгенівському діапазоні і, відповідно, на глибину проникнення РВ. Саме тому визначення глибини проникнення за допомогою комп'ютерного моделювання є актуальною задачею сучасного матеріалознавства.

У даній роботі запропоновано спосіб визначення глибини проникнення рентгенівського випромінювання у металеві сплави Fe-Cr-Al з різним процентним складом на основі комп'ютерного моделювання дифракції РВ та методів молекулярної динаміки. Розглянуто сплави Fe-(1,3,7,13)at.%Cr-(2,4,6,8)at.%Al при температурах $T = 300 - 800$ К, для яких за результатами молекулярно-динамічного моделювання попередньо були розраховані оптичні характеристики у рентгенівському діапазоні – декремент заломлення δ та коефіцієнт поглинання β . Показано, що ці параметри є чутливими до змін електронної густини, яка залежить від концентрації компонентів та температури. Для дослідження глибини проникнення було створено тривимірні комп'ютерні моделі зразків циліндричної форми з радіусом 50 мкм та змінною товщиною від 1 до 16 мкм. Розрахунок розподілу комплексної інтенсивності РВ на екрані визначався на основі скалярної теорії дифракції [1–3]:

$$U_{scr}(x_{scr}, y_{scr}, z = \Delta) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ e^{ik\Delta \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2}} \mathcal{F}[U_{obj}(x_{obj}, y_{obj}, z = R)] \right\},$$

де $e^{ik\Delta \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2}}$ – пропагатор вільного поширення, λ – довжина хвилі, f_x та f_y – просторові частоти, \mathcal{F} – перетворення Фур'є, $U_{obj}(x_{obj}, y_{obj}, z = R)$ – розподіл хвильового поля у площині об'єкта, R – відстань між джерелом та об'єктом, Δ – відстань між об'єктом та екраном.

Отримані результати моделювання (рис. 1) показали, що інтенсивність рентгенівського випромінювання експоненційно спадає зі збільшенням товщини зразка у відповідності до закону Ламберта-Бера [3]. При цьому коефіцієнт затухання експоненти суттєво залежить від складу сплаву та температури. Зокрема, зі збільшенням вмісту Al у сплавах спостерігається зменшення коефіцієнта поглинання, що призводить до більшої глибини проникнення випромінювання. Також встановлено, що підвищення температури зразків призводить до незначної зміни коефіцієнтів поглинання, що пов'язано з тепловим розширенням кристалічної ґратки, збільшенням міжатомних відстаней та відповідним зменшенням електронної густини. Це впливає на характер затухання інтенсивності та ефективну глибину проникнення випромінювання.

Таким чином, варіації складу сплаву та температури суттєво змінюють характер затухання інтенсивності рентгенівського випромінювання та визначають ефективну глибину його проникнення. Отримані залежності дозволяють не лише кількісно оцінювати ці параметри, але й прогнозувати умови, за яких можливе отримання оптимального контрасту зображення при рентгенівських дослідженнях матеріалів різної природи.

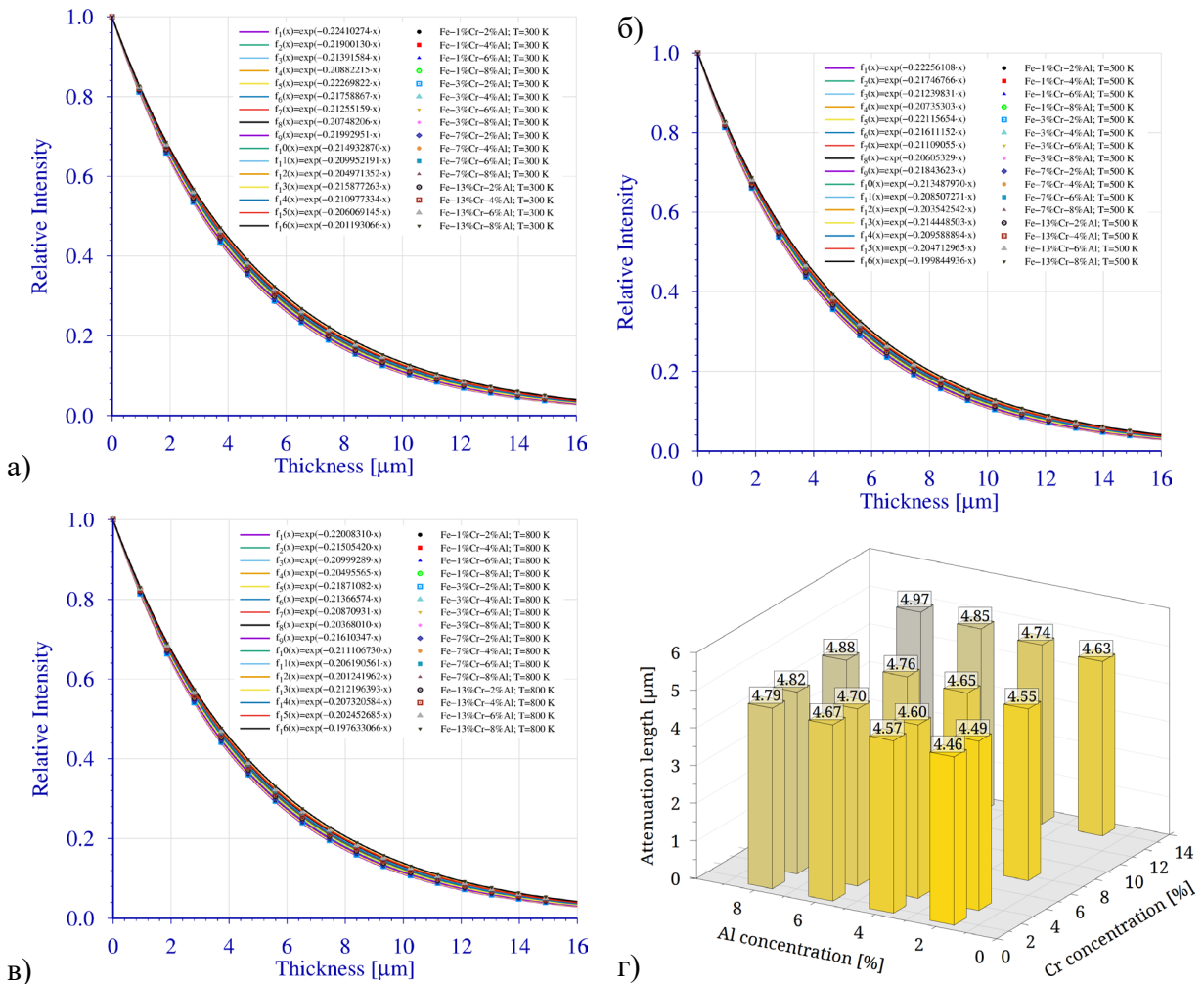


Рис.1. Залежність інтенсивності РВ на екрані (детекторі), яке пройшло через зразок, від товщини зразка d для різних температур T та концентрацій компонентів сплавів Fe-(1,3,7,13)at.%Cr-(2,4,6,8)at.%Al: а) $T = 300 \text{ K}$; б) $T = 500 \text{ K}$; в) $T = 800 \text{ K}$; г) залежність глибини проникнення РВ від концентрації компонентів при температурі 300 K .

Отримані результати мають важливе практичне значення. Зокрема, вони можуть бути використані для оптимізації параметрів експериментальних установок рентгенівської діагностики, розробки матеріалів із заданими захисними властивостями від рентгенівського випромінювання, оцінки можливості дослідження внутрішньої структури багатошарових та багатокомпонентних матеріалів, підвищення точності методів фазоконтрастної візуалізації.

У роботі продемонстровано ефективність застосування комп'ютерного моделювання для дослідження процесів взаємодії рентгенівського випромінювання з металевими сплавами та визначення глибини його проникнення. Запропонований підхід дозволяє враховувати склад, температуру та структурні особливості матеріалів і може бути використаний для прогнозування їх властивостей у реальних умовах експлуатації.

Список використаних джерел

- [1] E. Wolf, M. Born, Principles of Optics. Cambridge Univ. Press, 2020.
- [2] J. Goodman, Introduction to Fourier Optics. McGraw-Hill, 1996.
- [3] D. Paganin, Coherent X-Ray Optics. Oxford Univ. Press, 2013.

ПОРОГОВА ЕНЕРГІЯ ЗМІЩЕННЯ АТОМІВ У СПЛАВАХ Fe-Cr-Al

Овчаренко Ю.М., к.ф.-м.н., доц.; Савченко В.І., к.ф.-м.н., м.н.с.; Савченко Р.В., асп.
Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Сплави Fe-Cr-Al розглядаються як перспективні матеріали для ядерних застосувань завдяки високій радіаційній стійкості та стабільності при підвищених температурах [1]. Для опису первинного радіаційного пошкодження ключовим параметром є порогова енергія зміщення атома E_d , яка визначає мінімальну енергію, потрібну для утворення стабільної пари Френкеля, і входить до сучасних моделей накопичення дефектів [2].

Метою роботи є статистично надійне визначення E_d для атомів Fe, Cr та Al у сплаві Fe-13%Cr-2%Al (ат.%) з урахуванням температури та випадковості локальної конфігурації твердого розчину. Така постановка важлива для переходу від одного ефективного порога до розподілу порогових енергій, які безпосередньо пов'язані з імовірністю утворення стабільного дефекту при заданій енергії первинно вибитого атома.

Методом молекулярної динаміки досліджено порогову енергію зміщення атомів Fe, Cr та Al у сплаві Fe-13%Cr-2%Al (ат.%) в інтервалі 300-800 К. Розрахунки виконано за допомогою пакету LAMMPS для комірки 1.6×10^4 атомів з використанням розробленого нами EAM/alloy потенціалу. Перед запуском первинно вибитого атома (РКА) модельний кристал термостабілізувався до заданої температури, після чого коротка балістична стадія моделювалася в ансамблі NVE, а подальша релаксація використовувалася для класифікації кінцевого дефектного стану. Для кожної температури та кожного типу РКА отримано понад 130 незалежних значень E_d , що дало змогу відокремити фізичну ширину розподілу від статистичної похибки визначення середнього.

Такий підхід є принципово важливим саме для багатоконпонентних сплавів, оскільки вибивання атома відбувається не в ідеальному кристалі, а в середовищі з випадковими локальними зміщеннями, зміною довжин міжатомних зв'язків і флуктуаціями локальної жорсткості оточення. Тому навіть для одного й того самого кристалографічного напрямку близькопорогові траєкторії можуть завершуватися по-різному: стабільною парою Френкеля, частковою рекомбінацією або повною релаксацією без довгоживучого дефекту.

Отримані результати показують, що різні компоненти сплаву характеризуються не лише різними абсолютними рівнями E_d , а й різною температурною чутливістю. Для Fe середня порогова енергія становить 46-48 еВ при 300-500 К і зменшується до 42.1 еВ при 800 К. Для Cr спостерігається інший тренд: від 45.7 еВ при 300 К середнє значення зростає до 49.0 еВ при 600 К, а далі зменшується до 45.3 еВ при 800 К. Атоми Al мають найвищі пороги: від 62.1 еВ при 300 К до максимуму 66.3 еВ при 500 К.

Ширина розподілу порогів є великою для всіх атомів і перевищує температурний зсув середнього значення. Для Fe та Cr стандартне відхилення становить приблизно 15-20 еВ, тоді як для Al досягає 23-28 еВ. Це означає, що локальне атомне оточення впливає на дефектоутворення сильніше, ніж температура. У межах одного макроскопічного стану матеріалу існує широкий спектр локальних "мікропорогів", кожен з яких реалізується залежно від геометрії напрямку вибивання та конкретної конфігурації сусідів.

Для всіх трьох типів атомів розподіл E_d є широким і асиметричним, а розподіл $\ln(E_d)$ є ближчим до гаусівського. У такому підході кумулятивну функцію $P_{\text{def}}(E) = P(E_d < E)$ можна трактувати як імовірність утворення стабільного дефекту при заданій енергії РКА. Саме ця інтерпретація є природною для статистичного опису первинного радіаційного пошкодження, оскільки напряму пов'язує енергію вибитого атома з імовірністю дефектоутворення, а не з однією умовною критичною величиною.

Табл. 1. Характерні значення величини E_d та ширини її розподілу σ , eV

Атом	E_d (300 K)	E_d (800 K)	$E_d(\text{max})$	$\sigma(E_d)$
Fe	46.9	42.1	47.6 (400 K)	18-20
Cr	45.7	45.3	49.0 (600 K)	15-20
Al	62.1	61.9	66.3 (500 K)	23-28

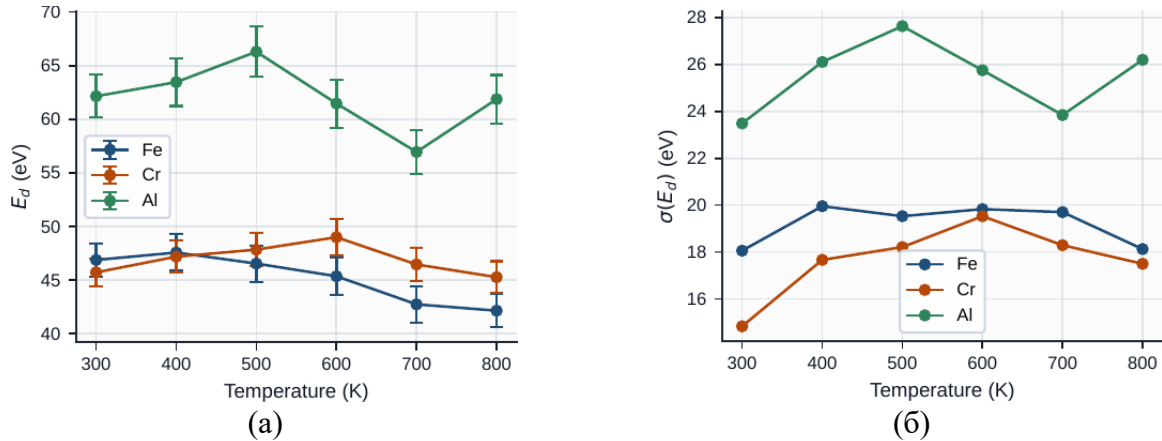


Рис. 1. Температурні залежності середньої порогової енергії зміщення E_d (а) та стандартного відхилення σ (б) атомів Fe, Cr та Al.

Основні числові результати наведено в табл. 1, а температурні залежності середньої порогової енергії та ширини її розподілу - на рис. 1. Як видно з рис. 1а, Al в усьому інтервалі 300-800 K лишається найбільш стійким до зміщення компонентом сплаву. Для Fe характерне помітне зниження E_d при високих температурах, тоді як для Cr реалізується проміжний сценарій із максимумом поблизу 600 K. Рис. 1б показує, що для Al дисперсія лишається максимальною в усьому інтервалі температур, що вказує на особливо сильну роль локальної хімічної конфігурації. Для Fe і Cr ширина розподілу є меншою, але все одно суттєво перевищує стандартну похибку середнього.

Отримані результати підтверджують, що в концентрованих сплавах порогову енергію зміщення слід розглядати як розподілену характеристику матеріалу. Для Fe-Cr-Al сплавів більш коректним є використання видоспецифічних ефективних порогів або повного розподілу $P(E_d)$, що важливо для моделей NRT (Норретта-Робінсона-Торренса) та arc-dpa (athermal recombination corrected displacements per atom) [2]. Такий підхід краще відображає фізику реального багатокомпонентного матеріалу.

З практичної точки зору це означає, що при оцінці радіаційної стійкості Fe-Cr-Al сплавів необхідно враховувати не лише середній хімічний склад, а й статистику локальних конфігурацій. Тому отримані в роботі результати можуть бути використані для побудови ефективних параметрів у багатомасштабних моделях еволюції дефектної структури.

Список використаних джерел

- [1] Y. Yamamoto et al., "Development and property evaluation of FeCrAl alloys for nuclear applications," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 467, pp. 703-716, 2015.
- [2] K. Nordlund et al., "Primary radiation damage: A review of current understanding and models," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 512, pp. 450-479, 2018.

УТВОРЕННЯ СТАБІЛЬНИХ ПАР ФРЕНКЕЛЯ У ВИСОКОЕНТРОПІЙНОМУ СПЛАВІ Fe-20%Ni-20%Cr-20%Co-20%Cu

Овчаренко Ю.М., к.ф.-м.н., доц.; Денисенко М.С., асп.
Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Порогова енергія зміщення E_d визначає мінімальну енергію, необхідну для утворення стабільної пари Френкеля, і тому є однією з ключових характеристик радіаційної стійкості матеріалу. Для високоентропійних сплавів (HEA) ця величина залежить від температури, локального хімічного оточення та кристалографічного напрямку руху первинно збудженого атома. Саме тому аналіз умов формування стабільних вакансійно-міжвузлових пар є важливим для побудови мікроскопічних моделей радіаційного пошкодження багатокомпонентних матеріалів [1, 2]. Крім того, порогова енергія зміщення є зручною кількісною характеристикою для порівняння радіаційної стійкості різних компонентів сплаву в однакових умовах. Її температурна та орієнтаційна залежності дають змогу пов'язати мікроскопічні механізми дефектоутворення з макроскопічною поведінкою матеріалу під опроміненням.

У роботі проаналізовано результати молекулярно-динамічного моделювання ГЦК-сплаву Fe-20%Ni-20%Cr-20%Co-20%Cu (ат.%) при 300, 600 та 800 К. Для п'яти типів атомів первинно збудженого атома розглядалися 14 кристалографічних напрямків і 10 незалежних запусків у кожному випадку. Загалом оброблено 2100 траєкторій, з яких 2065 дали коректні значення E_d . Критерієм утворення стабільної пари Френкеля було збереження після релаксації одного зміщеного атома у міжвузлі та однієї вакансії у вузлі ґратки.

При 300 К найбільше середнє значення E_d має Cr, 41.2 еВ, далі Cu, 39.5 еВ, Ni, 36.5 еВ, Co, 35.6 еВ, і Fe, 34.1 еВ. Усереднене по всіх компонентах і напрямках значення для сплаву становить 37.4 еВ, що вказує на помітну хімічну неоднорідність радіаційної стійкості матеріалу. Це означає, що ймовірність формування стабільної пари Френкеля суттєво змінюється залежно від того, атом якого саме сорту отримує початковий імпульс.

Зі зростанням температури середня порогова енергія зміщення систематично зменшується для всіх компонентів. Для всього сплаву середнє значення спадає від 37.4 еВ при 300 К до 35.5 еВ при 600 К і 33.0 еВ при 800 К, тобто приблизно на 11.8%. Найбільше зниження спостерігається для Cu, 6.5 еВ, тоді як для Fe воно є найменшим, 2.0 еВ. Така тенденція свідчить, що теплові коливання полегшують перехід системи до конфігурацій, у яких пара Френкеля зберігається після короточасної релаксації.

Встановлено виражену кристалографічну анізотропію E_d . Для всіх температур найменші усереднені значення характерні для напрямків $\langle 100 \rangle$, $\langle 101 \rangle$ і $\langle 110 \rangle$, де вони лежать у межах 19.8-23.3 еВ. Найбільші значення здебільшого реалізуються вздовж $\langle 112 \rangle$, $\langle 121 \rangle$ та $\langle 211 \rangle$. Наприклад, при 300 К для напрямку $\langle 112 \rangle$ середнє значення E_d становить 55.41 еВ, тоді як для $\langle 100 \rangle$ лише 21.36 еВ. Отже, навіть у хімічно неупорядкованому середовищі геометрія ґратки продовжує визначати, наскільки легко первинний імпульс призводить до незворотного зміщення атома.

Для більшості компонентів саме напрямок $\langle 112 \rangle$ відповідає максимальним значенням E_d , особливо при 800 К, коли він є найменш сприятливим до зміщення для всіх п'яти типів атомів. Мінімальні порогові енергії майже завжди реалізуються вздовж $\langle 100 \rangle$, $\langle 101 \rangle$ або $\langle 110 \rangle$, що вказує на стабільний набір напрямків, через які найімовірніше ініціюється первинне дефектоутворення. У цьому сенсі утворення стабільних пар Френкеля є не випадковим процесом, а результатом конкуренції між локальною хімічною неоднорідністю та кристалографічно зумовленими каналами перенесення імпульсу.

Додатково результати показують, що зменшення середнього E_d з температурою не супроводжується зникненням анізотропії, тобто механізм формування пар Френкеля залишається структурно чутливим у всьому дослідженому інтервалі 300-800 К. Це важливо для подальшого моделювання каскадів зміщень, оскільки початковий етап утворення

одиночних дефектів визначає подальшу еволюцію дефектних кластерів, рекомбінацію точкових дефектів і накопичення пошкоджень при опроміненні. Такий підхід узгоджується з сучасними роботами, де радіаційна стійкість НЕА пов'язується не лише з первинним дефектоутворенням, а й з наступною еволюцією дефектів [1, 2].

Отримані результати показують, що в сплаві Fe-20%Ni-20%Cr-20%Co-20%Cu (ат.%) температурне зниження E_d поєднується зі стійкою орієнтаційною анізотропією. Найбільший внесок у підвищення порогової енергії зміщення дають атоми Cr, тоді як найнижчі середні значення характерні для Fe та Co. Ці дані можуть бути використані для параметризації моделей каскадів зміщень, оцінки радіаційної стійкості багатокомпонентних сплавів і подальшого порівняння високоентропійних систем із чистими металами.

Важливо підкреслити, що в багатокомпонентному сплаві утворення стабільної пари Френкеля визначається не лише величиною переданої енергії, а й характером її локального перерозподілу між сусідніми атомами. Через хімічну неупорядкованість у Fe-20%Ni-20%Cr-20%Co-20%Cu (ат.%) навіть близькі за напрямком траєкторії можуть приводити до різних сценаріїв розвитку первинного зміщення: від швидкої рекомбінації вакансії та міжвузлового атома до формування стійкого дефектного стану. Це означає, що сама порогова енергія має статистичну природу і повинна розглядатися як узагальнена характеристика, чутлива до локальної атомної конфігурації.

З практичної точки зору одержані залежності можуть бути використані для побудови більш точних моделей початкової стадії радіаційного пошкодження, у яких імовірність вибивання атома з вузла ґратки задається окремо для різних компонентів і напрямків. Такий підхід є особливо важливим для прогнозування поведінки високоентропійних сплавів в умовах інтенсивного нейтронного або іонного опромінення, коли саме первинне дефектоутворення визначає швидкість накопичення вакансій, міжвузлових атомів та їхніх кластерів. Таким чином, отримані результати розширюють уявлення про мікроскопічні механізми радіаційної стійкості Fe-20%Ni-20%Cr-20%Co-20%Cu (ат.%) і створюють основу для подальшого порівняння цього матеріалу з іншими концентрованими багатокомпонентними сплавами.

Окремий інтерес становить порівняння внеску різних компонентів сплаву в загальну картину дефектоутворення. Оскільки атоми Cr демонструють найвищі середні значення E_d , саме вони найбільше підвищують локальну стійкість ґратки до первинного зміщення. Натомість Fe і Co характеризуються нижчими середніми порогоми, а отже можуть частіше брати участь у зародженні початкових дефектів. Така неоднорідність є характерною рисою високоентропійних систем і повинна враховуватися при аналізі їхньої радіаційної поведінки.

У подальших дослідженнях доцільно розширити аналіз на вищі енергії первинно збудженого атома, коли одиночні пари Френкеля переходять у каскадний режим дефектоутворення. Це дозволить пов'язати отримані порогові характеристики з механізмами формування більших дефектних скупчень і дати повніший опис еволюції радіаційних пошкоджень у Fe-20%Ni-20%Cr-20%Co-20%Cu (ат.%). Крім того, перспективним є порівняння одержаних результатів з аналогічними даними для чистих ГЦК-металів та інших високоентропійних сплавів.

Список використаних джерел

- [1] Deluigi O.R., Pasianot R.C., Valencia F.J., Caro A., Farkas D., Bringa E.M. Simulations of primary damage in a High Entropy Alloy: Probing enhanced radiation resistance. *Acta Materialia*. 2021. Vol. 213. 116951.
- [2] Almomani B., Banisalman M.J., Elgack O., Syarif J. Effects of alloying and grain boundary on primary irradiation defects in FeNiCrCoCu high entropy alloys: A molecular dynamics study. *Materials Today Communications*. 2025. Vol. 45. 112237.

ACTIVE LEARNING OF MACHINE LEARNING INTERATOMIC POTENTIALS FOR HIGH-ENTROPY BORIDE (Ti,Zr,Mo,Nb,Ta)B₂

Parfionov O. V.¹, PhD student; Vasiliev O. O.¹, PhD, Assoc. Prof.

¹Frantsevich Institute for Problems of Materials Science, NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine

High-entropy borides (HEBs) belong to a class of ultra-high temperature ceramics (UHTCs) notable for their unique combination of high hardness, thermal stability, and corrosion resistance [1]. Computational investigation of such complex multicomponent systems requires accurate models of interatomic interactions. Machine learning interatomic potentials (MLIPs) provide near ab-initio accuracy at a fraction of the computational cost [2]. We developed a custom active learning algorithm to train MLIP for the (Ti,Zr,Mo,Nb,Ta)B₂ system and compared its performance against a foundational (pre-trained) model.

The system under study is the quinary boride (Ti,Zr,Mo,Nb,Ta)B₂ with the AlB₂-type hexagonal structure (space group P6/mmm). The supercell was modelled via optimized special quasi-random structures (SQS) [3] and contains 60 atoms (20 metal atoms). First-principles calculations were performed using the Quantum Espresso package with a PBE functional and PAW pseudopotentials at a plane-wave cutoff of 90 Ry. For potential construction, we employed the NequIP neural network — an E(3)-equivariant graph neural network architecture [4].

The training dataset was built using an active learning (AL) strategy based on the query-by-committee approach with an ensemble of five NequIP models. Each AL cycle consisted of the following steps: ensemble training → molecular dynamics (MD) sampling → uncertainty estimation → structure selection → DFT calculation → dataset augmentation. The selection criteria were the ensemble standard deviations of predicted energies $\sigma(E)$, forces $\sigma(F)$ (norm of per-component standard deviation, averaged over atoms), and stresses $\sigma(S)$ (per-component standard deviation in Voigt notation, averaged over components).

The initial dataset contained 200 structures obtained from ab initio MD (NVT at 50–3200 K and NPT at 0–200 GPa). Over 43 AL iterations, the dataset was expanded to 1013 structures. The convergence process can be divided into three phases: iterations 5–15 — NPT sampling, which ensured convergence of energy and force uncertainties; iterations 16–33 — addition of strained structures to achieve stress convergence; iterations 34–43 — expanded NPT regime with higher weight component for stress in the loss function starting at iteration 39. The convergence dynamics of ensemble uncertainties are shown in Fig. 1.

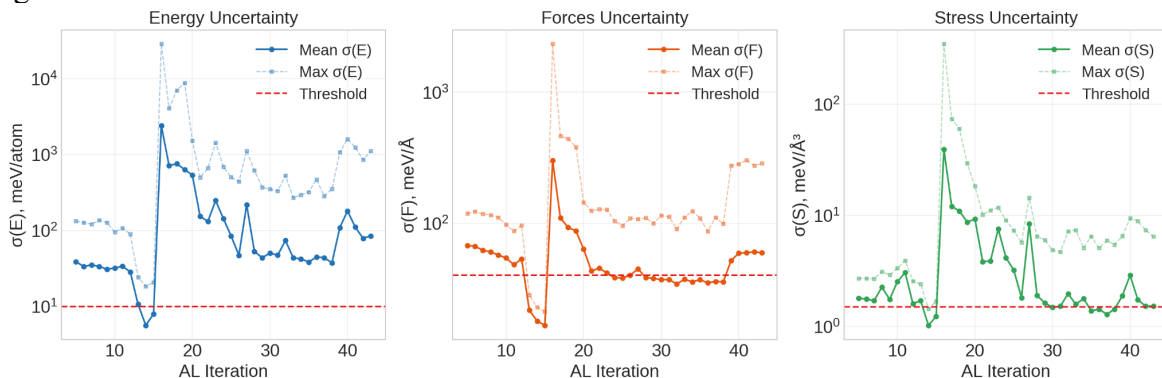


Fig. 1. Active learning convergence: energy, forces, and stress uncertainties

To compare the custom-trained model with the foundational one [5], both were evaluated on the full set of 1013 DFT structures. The results (Fig. 2) show that the custom model is significantly more accurate: the forces MAE is 72.9 vs. 137.7 meV/Å (foundational model worse by a factor of 1.9), and the stress MAE is 3.0 vs. 21.0 meV/Å³ (worse by a factor of 7.0). The difference in stress RMSE is even larger (5.8 vs. 72.7 meV/Å²), indicating significant outliers in the foundational model's predictions.

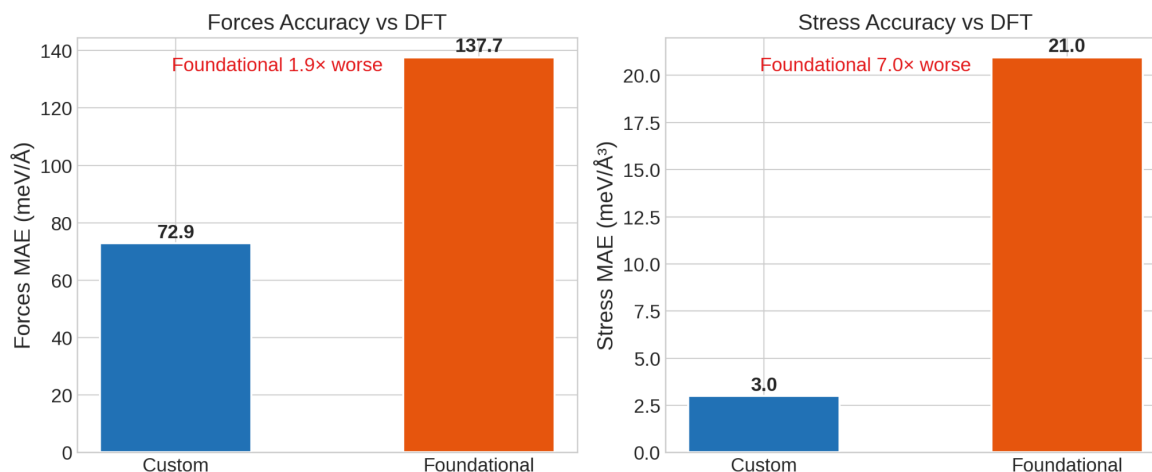


Fig. 2. Accuracy comparison of the custom-trained and foundational models

The custom model is also more efficient, using a cutoff radius of 5.5 Å compared to 6 Å for the foundational model, which, combined with a smaller network size, allows to simulate ~10 times larger systems within the same memory budget and with reduced wall time per MD step.

In conclusion, the presented active learning pipeline yields a converged MLIP for the quinary (Ti,Zr,Mo,Nb,Ta)B₂ system from ~1000 DFT structures. Benchmarking against the foundational model on the same dataset reveals that the custom-trained potential is consistently more accurate across all metrics, with force MAE lower by a factor of 1.9 and stress MAE by a factor of 7.0, while requiring fewer computational resources due to a more compact architecture. For chemically complex systems such as high-entropy borides, these results indicate that domain-specific potentials constructed via active learning remain preferable to general-purpose foundational models, which lack sufficient accuracy for reliable thermomechanical property predictions. The developed potential is suitable for application in high-precision molecular dynamics simulations of thermomechanical properties, including such sensitive ones as thermal expansion anisotropy and elastic constants, of (Ti,Zr,Mo,Nb,Ta)B₂.

References

- [1] J. Gild et al., «High-entropy metal diborides: A new class of high-entropy materials and a new type of ultrahigh temperature ceramics» *Sci. Rep.*, vol. 6, 37946, 2016.
- [2] J. Behler, «Perspective: Machine learning potentials for atomistic simulations» *J. Chem. Phys.*, vol. 145, no. 17, 170901, 2016.
- [3] A. Zunger et al., «Special Quasirandom Structures» *Phys. Rev. Lett.*, 1990. V.65, No. 3. P.353–356.
- [4] S. Batzner et al., «E(3)-equivariant graph neural networks for data-efficient and accurate interatomic potentials» *Nat. Commun.*, vol. 13, 2453, 2022.
- [5] S. R. Kavanagh et al., «NequIP & Allegro Foundation Potentials» Zenodo, v0.1a, 2026. DOI: 10.5281/zenodo.18775904.

ДИДАКТИЧНИЙ ПОТЕНЦІАЛ ТА НОРМАТИВНІ ВИМОГИ ДО ВИКОРИСТАННЯ МОБІЛЬНИХ ПРИСТРОЇВ У НАВЧАННІ ФІЗИКИ

Пасько О.О. к. пед. н., доц., **Матузний В.М.**, студент
Сумський державний університет, Суми, Україна

Упровадження мобільних технологій у навчання фізики є одним із актуальних напрямів розвитку STEM-орієнтованої освіти. В умовах воєнного стану, коли в багатьох регіонах України освітній процес частково або повністю здійснюється в дистанційному форматі, особливої актуальності набуває проблема формування дослідницьких і експериментальних компетентностей здобувачів освіти. Обмежений доступ до лабораторного обладнання спонукає педагогів до пошуку альтернативних інструментів організації експериментальної діяльності. У цьому контексті перспективним є використання мобільних пристроїв для організації проєктної діяльності учнів, які забезпечують доступ до цифрових вимірювальних інструментів і середовищ обробки даних. Водночас використання учнівських гаджетів у навчанні потребує врахування чинних нормативних вимог до екранних засобів навчання.

Відповідно до Санітарного регламенту для закладів загальної середньої освіти встановлено обмеження щодо безперервної тривалості роботи з технічними засобами навчання: для 5-7 класів — до 20 хв, для 8-9 класів — 20-25 хв, для 10-11 класів — до 30 хв на першому уроці та до 20 хв на наступних [1]. Зазначені обмеження поширюються на всі типи пристроїв, зокрема й мобільні.

У межах дослідницьких проєктів учнів мобільні пристрої доцільно застосовувати як засіб проведення експериментальних досліджень за допомогою спеціалізованих додатків (Phyphox, Science Journal, Physics Toolbox Sensor Suite), які виконують функції портативної лабораторії. Вони забезпечують доступ до даних вбудованих сенсорів і дозволяють отримувати результати у вигляді графіків у режимі реального часу: акселерометр — для аналізу руху (зокрема, дослідження вільного падіння тіла або коливань), датчик освітленості — для дослідження освітленості та закономірностей фотометрії, мікрофон — як засіб реєстрації звукових хвиль із подальшою візуалізацією сигналу. Такі вимірювання не потребують тривалого екранного часу, але забезпечують наочність і експериментальну спрямованість навчання.

З урахуванням нормативних обмежень доцільно застосовувати модель «екранного тайм-менеджменту», яка передбачає чітке структурування діяльності учнів. Наприклад: 3-5 хв — налаштування застосунку; 7-10 хв — збір експериментальних даних (активна робота з екраном); подальший час — аналіз результатів, побудова висновків, обговорення без використання пристроїв або з їх мінімальним залученням. Такий підхід дозволяє дотримуватися нормативних вимог щодо роботи з екраном і водночас реалізувати експериментальну складову навчання.

Для зменшення непродуктивного часу використання пристроїв доцільно застосовувати QR-коди для швидкого доступу до інструкцій, необхідних ресурсів або інтерактивних моделей (наприклад, PhET-симуляцій). Це дозволяє мінімізувати час пошуку інформації та зосередити увагу учнів на виконанні дослідження.

Таким чином, мобільні пристрої мають значний дидактичний потенціал у навчанні фізики, зокрема як засіб організації експериментальної діяльності учнів на основі використання вбудованих сенсорів і спеціалізованих застосунків. Водночас їх застосування має здійснюватися з урахуванням нормативних обмежень до тривалості роботи з екранними засобами.

Список використаних джерел

[1] Санітарний регламент для закладів загальної середньої освіти : затв. наказом МОЗ України від 25.09.2020 № 2205. - URL: https://zakon.rada.gov.ua/laws/main/z1111-20?utm_source=chatgpt.com#Text

ПРОБЛЕМИ ТА ІНСТРУМЕНТИ ОЦІНЮВАННЯ НАВЧАЛЬНИХ ДОСЯГНЕНЬ УЧНІВ З ФІЗИКИ В ДИСТАНЦІЙНОМУ НАВЧАННІ

Пасько О.О. к. пед. н., доц., Мартиненко А.Р., студентка
Сумський державний університет, Суми, Україна

В умовах дистанційного навчання оцінювання навчальних досягнень учнів з фізики зміщується від перевірки відтворення знань до оцінювання сформованості предметних компетентностей із використанням цифрових інструментів.

Ключовими проблемами оцінювання є: списування під час онлайн-тестування, обмежені можливості перевірки експериментальних умінь та залежність якості результатів від технічного забезпечення учнів.

Для запобігання списуванню доцільно поєднувати технічні можливості онлайн-платформ (Classtime, Google Forms, «Всеосвіта», «На урок») та різні формати завдань. Ефективними є рандомізація запитань і варіантів відповідей, випадковий вибір завдань із банку, обмеження часу на кожне запитання (до 1-2 хвилин залежно від типу та складності запитання), відображення по одному на екрані та заборона повернення до попередніх питань. Водночас доцільно замінювати репродуктивні завдання на такі, що передбачають аналіз і синтез (зокрема інтерпретацію графіків чи пояснення фізичних процесів), що ускладнює пошук готових відповідей. Замість стандартних задач доцільно використовувати контекстні завдання з індивідуальними даними. Наприклад, учням пропонують розрахувати споживання електроенергії власними побутовими приладами за добу, що унеможливує використання готових розв'язків і сприяє формуванню умінь застосовувати знання на практиці.

Важливим елементом зменшення списування є формування культури академічної доброчесності як внутрішнього регулятора поведінки учнів. Зокрема, доцільно використовувати «декларацію чесності» — обов'язкове питання перед початком тесту, у якому учень підтверджує самостійність виконання роботи. Ефективність цього підходу підсилюється чітким інформуванням про наслідки порушень (анулювання результату або зниження балу), що створює зрозумілі правила оцінювання.

Оцінювання експериментальних умінь може здійснюватися через поєднання відеозвітів та віртуальних дослідів. Зокрема, учні виконують домашні експерименти та подають короткі відео з поясненням явища, а також працюють із симуляціями PhET або Vascak. При цьому оцінюється не лише кінцевий результат, а й проміжні етапи: збирання установки, коректність вимірювань, побудова графіків (за скриншотами). Додатково доцільно впроваджувати проєктні завдання, наприклад створення ментальних карт з теми (у Canva або Coggle), що дозволяє оцінити системність знань і міжпонятійні зв'язки.

Ефективним інструментом формувального оцінювання є використання інтерактивних дошок (Padlet, Jamboard), зокрема для проведення рефлексії за методикою «3-2-1» (3 нові факти, 2 запитання, 1 спосіб застосування знань). Це дозволяє оперативно відстежувати розуміння матеріалу та коригувати навчальний процес.

Отже, ефективне оцінювання навчальних досягнень учнів з фізики в дистанційному навчанні базується на поєднанні тестових, практичних і проєктних методів із використанням цифрових інструментів. У такому підході оцінювання стає складовою навчання, а не лише засобом контролю його результатів.

Список використаних джерел

[1] Биков В.Ю. Цифрова трансформація освіти і науки: теорія і практика. – Київ : ІТЗН НАПН України, 2022. – 324 с.

[2] Використання формувального оцінювання в умовах дистанційного навчання. – URL: <https://osvitoria.media/experience/formuvalne-otsinyuvannya>

ФОРМУВАННЯ ПУЧКА ІОНІВ В КОМПАКТНОМУ ЯДЕРНОМУ МІКРОЗОНДІ НА БАЗІ ІМЕРСІЙНОЇ ЗОНДОФОРМУЮЧОЇ СИСТЕМИ

Пономарьов О. Г., д.ф.-м.н., проф.; Журакулов В.В. асп.
Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Запропонована концепція компактного ядерного мікрозонда, яка базується на аналізі формування пучка в скануючому електронному мікроскопі, скануючому гелієвому мікроскопі та установках FIB. Як джерело іонів компактного мікрозонда розглядається малопотужне радіочастотне джерело іонів з мікрометричними екстракторами [1,2]. Джерело має високу стабільність струму (відхилення струму від середнього значення <1 %), розкид енергії <10 eV та діаметр апертури екстрактора 20 мкм та 50 мкм, що дозволяє отримувати струм протонів для реалізації ядерно-фізичних методів мікроаналізу (PIXE, RBS тощо). Загальна схема компактного ядерного мікрозонда базується на імерсійній зондоформуючій системі [3,4]. Іонний інжектор мікрозонда складається з малопотужного радіочастотного джерела іонів, компактного фільтра Віна з постійними магнітами та одиночної лінзи з електростатичним квадрупольним стигматором для корекції положення x -у кросоверів пучка в одній площині. Кросовер пучка, створений інжектором, використовується як віртуальний об'єкт для формування мікрозонда на мішені. Розглянуто кілька типів імерсійних зондоформуючих систем. Чисельне моделювання всіх систем було проведено для отримання їх іонно-оптичних характеристик. Моделювання проводилося з використанням числового коду PROBFORM [5], що базується на методі матрицантів. Компактний ядерний мікрозонд складається з іонного інжектора, конденсора в вигляді дублета електростатичних квадрупольних лінз (залежно від схеми формування зонда), прискорювальної структури, апертури, що обмежує кут розбіжності пучка, електростатичного сканера, мультиплету магнітних квадрупольних лінз та мішенної камери. Очікується, що реалізація запропонованої концепції компактного ядерного мікрозонда буде здійснюватися у вигляді тестової установки для перевірки результатів числового моделювання. Ця тестова установка повинна складатися з іонного інжектора, прискорювальної структури у вигляді триплету стандартних секції прискорювальної трубки NEC, розробленого електростатичного сканера, інтегрованого дублета магнітних квадрупольних лінз [6] та мішенної камери.

Список використаних джерел

- [1] Voznyi V.I., Ponomarev A.G., Magilin D.V., Shulha D.P., Rebrov V.A. (2025). Characteristic of low power RF ion source. Problems of Atomic Science and Technology. №3(157). p. 94-98.
- [2] Voznyi V.I., Ponomarev A.G., Magilin D.V., Shulha D.P., Rebrov V.A. (2025). Emittance of low power RF ion source with a micrometer-scale extraction aperture. East European Journal of Physics. Vol. 4. p. 537-541
- [3] Ignat'ev I.G., Magilin D.V., Miroshnichenko V.I., Ponomarev A.G., Storizhko V.E., Sulkio-Cleff B. (2005). Immersion probe-forming system as a way to the compact design of nuclear microprobe. Nucl. Instr. And Meth. B. Vol. 231. p. 94-100.
- [4] Magilin D., Ponomarev A., Rebrov V., Ponomarev A. (2015). High-voltage scanning ion microscope: Beam optics and design. Nucl. Instr. And Meth. B. Vol. 350. p. 32-35.
- [5] Ponomarev A.G., Melnik K.I., Miroshnichenko V.I. (2005). Parametric multiplets of magnetic quadrupole lenses: application prospects for probe-forming systems of nuclear microprobe. Nucl. Instr. And Meth. B. Vol. 231. p. 86-93.
- [6] Rebrov V.A., Ponomarev A.G., Palchik V.K., Melnik N.G. (2007). The new design of magnetic quadrupole lens doublet manufactured from a single piece. Nucl. Instr. And Meth. B. Vol. 260. p. 34-38.

МЕХАНІЧНІ КОЛИВАННЯ ЯК ЗАСІБ ВИМІРЮВАННЯ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН У НАВЧАЛЬНИХ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕННЯХ

Рибалко А.В.¹, к.п.н., доц.; Рибалко О.С.², вчитель-методист

¹Національний університет водного господарства та природокористування, Рівне, Україна

²Обласний науковий ліцей в місті Рівне Рівненської обласної ради, Україна

Розділ «Механічні коливання» у курсі навчання фізики займають досить належне місце як у загальноосвітній школі, так й у закладах вищої освіти. Проте у експериментальних навчальних дослідженнях механічні коливання як явище можна ефективно використовувати для непрямих вимірювань інших фізичних величин, не пов'язаних із процесом самих коливань. Наприклад, нитяний або фізичний маятники успішно застосовують у лабораторних роботах для визначення прискорення вільного падіння. Досить поширеною у ЗВО є лабораторна робота із використанням оборотного маятника, який вперше запропонував Гейнрі Кейтер (Henry Kater) у 1817 р для точного вимірювання значення g . Також механічні коливальні системи часто застосовуються у лабораторних роботах, спрямованих на визначення моменту інерції твердих тіл [1].

За певних умов конструкції механічної коливальної системи, що повністю або частково коливається в магнітному чи електричному полі, можна досліджувати силові характеристики цих полів. Наприклад, у багатьох ЗВО практикується загальновідома лабораторна робота, де коливається провідник зі струмом як елемент фізичного маятника у магнітному полі. У цій роботі студенти досліджують дію магнітного поля на провідник зі струмом та визначають індукцію поля. Інша лабораторна робота ґрунтується на коливаннях невеликої магнітної стрілки всередині довгого соленоїда зі струмом, що дозволяє визначити напруженість магнітного поля у цьому соленоїді [2].

Механічну коливальну систему можна також застосувати для дослідження дії струмів Фуко, що виникають у рухомих в магнітному полі електропровідних тілах [3].

Ми презентуємо навчально-дослідницьку установку для вимірювання електричного заряду невеликої металевої кульки. Якщо підвішена на невагомому підвісі заряджена кулька коливається із незначною амплітудою у вертикальному однорідному електричному полі як зображено на рис. 1, то період її коливань T відрізняється від періоду незначних коливань математичного маятника лише у гравітаційному полі Землі T_0 .

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{\ell}{g \pm a}}, \quad T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{\ell}{g}}, \quad (1)$$

де ℓ – довжина підвісу кульки, g – прискорення вільного падіння, a – додаткове прискорення, якого надає сила дії електричного поля $\vec{F}_e = q\vec{E}$ на кульку. Зрозуміло, що знаки \pm залежать від знаку заряду кульки та напрямку напруженості електричного поля \vec{E} .

З точки зору другого закону Ньютона додаткове прискорення дорівнює

$$a = \frac{F_e}{m} = \frac{qE}{m}. \quad (2)$$

Однорідне електростатичне поле можна створити двома круглими горизонтальними пластинками, на які подається стала різниця потенціалів. Для цього у верхній пластинці слід прорізати вузьку щілину для нитки підвісу маятника.

Із врахуванням виразів (1) та (2) період коливань маятника із зарядженою кулькою в електричному та гравітаційному полі дорівнює

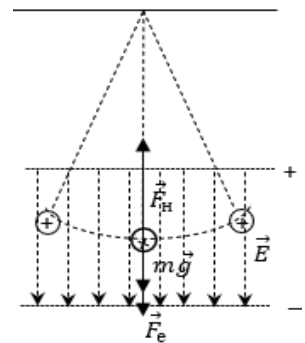


Рис. 1. Коливання зарядженої підвішеної кульки в однорідному електричному полі. Де $m\vec{g}$ – сила тяжіння, $\vec{F}_e = q\vec{E}$ – сила дії електричного поля на кульку, \vec{F}_H – сила натягу підвісу.

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{\ell}{g \pm \frac{qE}{m}}} \quad (3)$$

Напруженість електричного поля між близько розміщеними круглими пластинами із різницею потенціалів U визначається за формулою

$$E = \frac{U}{d}, \quad (4)$$

де d – відстань між пластинами (на рис. 1 не вказана). Зауважимо, що формула (4) справедлива лише для точок простору, віддалених від країв пластин.

Згідно (4) для випадку, зображеному на рис. 1, вираз (3) набуде вигляду

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{\ell}{g + \frac{qU}{md}}} \quad (5)$$

Поділивши рівняння (5) на друге рівняння (1), отримаємо

$$\frac{T}{T_0} = \sqrt{\frac{g}{g + \frac{qU}{md}}} \Rightarrow \left(\frac{T}{T_0}\right)^2 = \frac{g}{g + \frac{qU}{md}} \quad (6)$$

Рівняння (6) дозволяє визначити значення заряду кульки

$$q = \frac{mgd}{U} \left(\left(\frac{T_0}{T}\right)^2 - 1 \right). \quad (7)$$

Загальний вигляд презентованої установки зображено на рис. 2. Для уникнення впливів потоків повітря на перебіг експерименту підвішену кульку та круглі горизонтальні металеві пластини розміщено у скляній чотиригранній піраміді. У верхній пластині є розріз, крізь який проходить підвіс кульки. Різницю потенціалів між пластинами створюється за допомогою навчального приладу «Розряд» у режимі 25 кВ. Цим же приладом надається кульці заряд.

Дослідження студентів за умови сухого чистого повітря в аудиторії доводять, що прилад «Розряд» може надати металевій кульці масою 7,9 г та діаметром 12,4 мм позитивний або негативний заряд порядку 15-16 нКл.

Отже, механічні коливання можна використовувати як засіб вимірювання фізичних величин, не пов'язаних напряму із цими коливаннями (з'ясування причин за їх наслідками). Зрозуміло, такий підхід не можна вважати ефективним у суто наукових експериментальних фізичних дослідженнях. Проте у навчальних дослідженнях, які істотно відрізняються від наукових за своїми методами та цілями, механічні коливання є дієвим дидактичним засобом організації навчального експерименту для непрямих вимірювань фізичних величин.

Список використаних джерел

- [1] Рибалко А.В., Рудик Б.П., Соляк Л.В., Лабораторний практикум із навчальної дисципліни Фізика, розділ «Коливання і хвилі». Рівне: НУВГП, 2023, – 87 с. <https://ep3.nuwm.edu.ua/26425/1/05-06-122%D0%9C.pdf>
- [2] Вадець Д.І., Гаращенко В.І., Гаращенко О.В., Романів О.Я. Ф50 Фізичний лабораторний практикум. Навч. посібник. – Рівне: НУВГП, 2016. – 176 с. <https://ep3.nuwm.edu.ua/5115/1/V79.pdf>
- [3] Рибалко, А. (2025). Установка для організації навчальних досліджень механічних коливань та гальмівної дії вихрових струмів. *Фізико-математична освіта*, 40(3), 25–31. <https://doi.org/10.31110/fmo2025.v40i3-04>

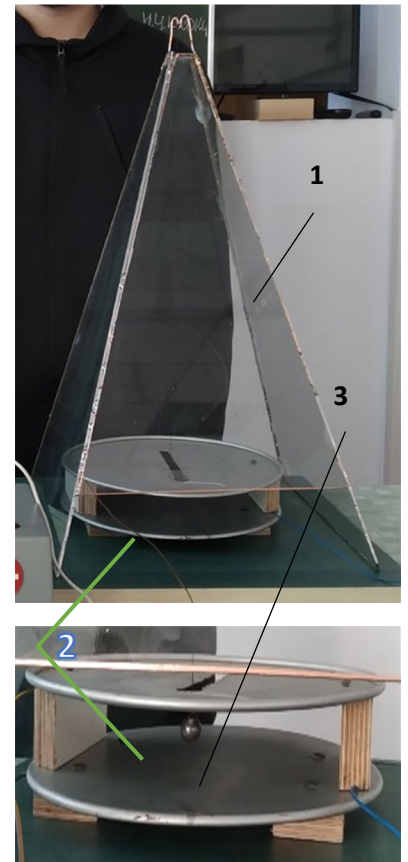


Рис. 2. Загальний вигляд дослідницької установки. 1 – скляна чотиригранна правильна піраміда, у вершині якої закріплено підвіс кульки; 2 – круглі горизонтальні металеві пластини; 3 – залізна кулька на підвісі.

ОЦІНКА ЕФЕКТИВНОСТІ ФОРМУВАННЯ ДИСЛОКАЦІЙНИХ ДЕФЕКТІВ В ВИСОКОЕНТРОПІЙНИХ СПЛАВАХ НА ОСНОВІ Nb ПІД ДІЄЮ ОПРОМІНЕННЯ ІОНАМИ Zr^{2+} ЕНЕРГІЄЮ 300 keV

Роєнко О. Ю.¹, к.ф.-м.н. в.о. зав. лаб., Єрьомін С. О.¹, к.ф.-м.н., н.с., Карпенко О. Ю.¹, м.н.с., Нагорний А. Г.¹, к.т.н., с.н.с., Бродніковський М. П.², к.ф.-м.н., с.н.с.

¹Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

²Інститут проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича НАН України, Київ, Україна

Сучасний розвиток ядерної енергетики потребує оцінки існуючих та розробки вдосконалених реакторних матеріалів, здатних працювати в умовах інтенсивного нейтронного опромінення протягом тривалого часу. Під дією швидких нейтронів у сплавах, з яких виготовляють компоненти активної зони реактора, накопичуються радіаційно-індуковані дефекти, що призводить до деградації їх фізико-механічних властивостей і зменшення ресурсу служби. Сучасний підхід до вивчення цієї проблеми передбачає не лише експериментальне дослідження утворених радіаційних пошкоджень в уже існуючих типах матеріалів, а й прогнозування властивостей нових сплавів ще на етапі їх розробки (концепція «materials by design»), що заявлено в робочій програмі Euratom на 2026 – 2027 роки. Одним із широко вживаних механізмів попереднього дослідження поведінки нових зразків сплавів являється їх опромінення високоенергетичними пучками іонів, що дозволяє напрацювати велику кількість дефектів за короткий час.

В останні роки перспективними відносно експлуатації в реакторній техніці вважаються високоентропійні сплави (ВЕС), які складаються з 5 і більше різних хімічних елементів [1]. Гнучке комбонування елементного складу дає широкі можливості в керуванні властивостями матеріалів, дозволяє підібрати такі їх варіанти, які будуть максимально стійкими при експлуатації в умовах високих температур, тиску, нейтронного опромінення. Спочатку до ВЕС-сплавів відносили такі, що мали практично еквімолярне співвідношення компонентів. Сьогодні поняття ВЕС значно розширено і однакова концентрація елементів уже не обов'язкова – виділяється цілий підклас нееквіатомних високоентропійних сплавів [2]. Мета цієї роботи – дослідити інтенсивність утворення дефектів типу дислокації в 3 варіантах нееквімолярних сплавів на основі Nb: $Nb_{52}Ti_{21}Cr_{10}Al_{10}Mo_7$ (умовне позначення – сплав A9S02), $Nb_{63.9}Zr_{16}Al_{11.5}Mo_{7.8}C_{0.8}$ (умовне позначення – сплав A17S02) та $Nb_{90.7}Mo_7Zr_{1.5}C_{0.8}$ (умовне позначення – сплав A4S02).

Представлені високоентропійні сплави були створені в Інституті проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича Національної академії наук України і основною задачею, яка ставилася при їх розробці, була можливість експлуатації в умовах високих температур.

Матеріали відрізняються наступними характеристиками:

- Удільна вага сплавів складає в середньому всього близько 7,4 г/см³. При цьому, для типових сплавів на основі Ni, які широко використовуються при експлуатації в реакторах, ця величина складає 8,6 г/см³;
- Високий рівень жароміцності, який зберігається при температурі експлуатації до $T \leq 950 - 1000$ °C;
- Виготовлення сплавів не потребує значних фінансових затрат, так як в їх складі використовуються недорогі та широко розповсюджені компоненти.

На рис. 1. представлений результат експериментального дослідження залежності границі текучості даних матеріалів від температури. Наглядно показано, що жароміцність сплавів зберігається на високому рівні навіть при значній температурі ~1100 °C.

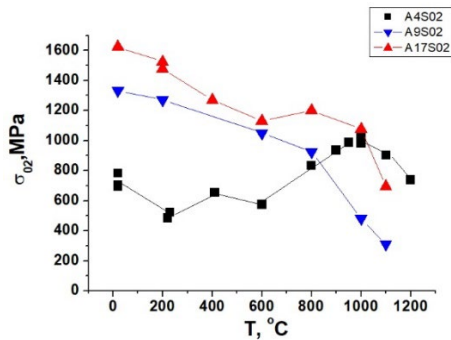


Рис. 1. Результати вимірювання залежності границі текучості для ніобієвих сплавів A4S02, A9S02 і A17S02 від температури (дра) для кожного досліджуваного сплаву використовувався вираз (1) [4]:

$$dra = \frac{\Phi \cdot J_v}{N \cdot 10^{-8}}, \quad (1)$$

де Φ – доза опромінення, або флюенс в іон/см², J_v – лінійна густина вакансій, розрахована в SRIM (вакансій/іон·Å), N – атомна густина мішені атомів/см³ (автоматично розрахована в SRIM, виходячи з густини компонентів мішені), 10^{-8} – коефіцієнт узгодження розмірностей (Å/см) для отримання дра як безрозмірної величини.

Підставляючи в формулу (1) значення для $\Phi = 10^{16}$ іонів/см², $N = 5,53 \cdot 10^{22}$, $J_v = 0,2478$ вакансій/(іон·ангстрем), пікове значення з результатів моделювання, виконано оцінку величини дра та залежності її розподілу від глибини мішені для сплаву A4S02. Аналогічні розрахунки, враховуючи відповідні величини N та J_v , проведені для двох інших сплавів, отриманий результат представлений на рис. 2.

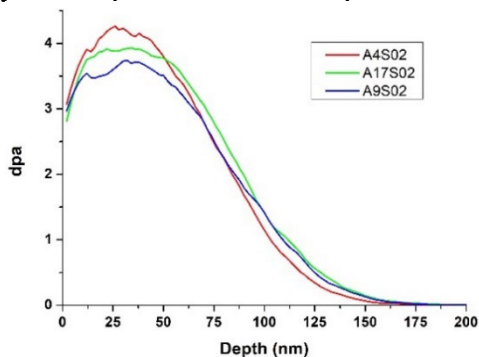


Рис. 2. Залежність величини дра від глибини мішені для досліджуваних сплавів на основі ніобію після опромінення іонами Zr²⁺ енергією 300 кеВ дозою 10¹⁶ іон/см²

В якості інструменту для моделювання та оцінки наслідків опромінення сплавів використовувалась програма SRIM. Для опромінення вибрано іони Zr²⁺ енергією 300 кеВ, так як в подальшому планується проведення експериментальної роботи саме з таким типом частинок на іонно-променевому імплантері ПФ НАН України.

Кількість частинок при моделюванні становила 10⁴. Величина енергії порогового зміщення E_d для елементів встановлювалась, виходячи з даних від ASTM E521 [3]. Атомна густина сплавів розраховувалася автоматично після ручного вводу значення концентрації кожного компонента в атомних відсотках (at.%).

Для розрахунку профілю радіаційних пошкоджень

(дра) для кожного досліджуваного сплаву використовувався вираз (1) [4]:

Представлені на рис. 2 профілі радіаційних пошкоджень (дра) за глибиною мішені для досліджуваних сплавів A9S02, A17S02 і A4S02 демонструють помітний вплив хімічного складу на просторовий розподіл утворених дефектів. Для всіх зразків спостерігається формування піку дра на глибині ~ 25 – 50 нм, що можна пояснити максимальною втратою енергії іонами Zr²⁺ саме на цій глибині.

З отриманого результату моделювання можна зробити висновок, що ВЕС-сплав Nb₅₂Ti₂₁Cr₁₀Al₁₀Mo₇ (A9S02) найбільш стійкий до утворення дислокаційних дефектів, так як значення дра для нього при однакових умовах опромінення мінімальне з усіх 3 сплавів.

Список використаних джерел

- [1] Yong Zhang *et al.*, "Microstructures and properties of high-entropy alloys," Progress in Materials Science, Vol. 61, pp. 1–93, Apr. 2014.
- [2] Duancheng Ma *et al.*, "Phase stability of non-equiatomic CoCrFeMnNi high entropy alloys" Acta Materialia, Vol. 98, pp. 288–296, Oct. 2015.
- [3] Standard Practice for Neutron Radiation Damage Simulation by Charged-Particle Irradiation, ASTM E521-16, ASTM International, West Conshohocken, PA, 2016.
- [4] M. J. Norgett, M. T. Robinson, and I. M. Torrens, "A proposed method of calculating displacement dose rates," Nuclear Engineering and Design, vol. 33, no. 1, pp. 50–54, Aug. 1975.

ЧИСЛОВІ ДОСЛІДЖЕННЯ НАПРУЖЕНО-ДЕФОРМОВАНОГО СТАНУ ІМПЛАНТАТУ ВЕЛИКОГОМІЛКОВОЇ КІСТКИ ПРИ ВАРІАЦІЇ ПОРИСТОСТІ ТИТАНОВОГО ІМПЛАНТУ ТА ПРОТЕЗУ

Русин П. Р., студент; Мусянко О. С., PhD, старший викладач
КПІ ім. Ігоря Сікорського», м. Київ, Україна

Успішне виконання тотального ендопротезування колінних суглобів та довговічність колінних протезів значною мірою залежать від точної геометричної інтеграції з кісткою, належного розподілу механічного навантаження та мінімізації концентрацій напружень, які можуть призвести до розхитування або руйнування імплантату. Адитивно виготовлені титанові імплантати визначеної пористості та геометрії забезпечують нові можливості для індивідуальних рішень, що відповідають анатомічним особливостям пацієнта.

У представлених дослідженнях виконувалось чисельне моделювання у ПК Ansys механічної поведінки системи «кістка-імплантат-протез», що складається з реконструйованої великогомілкової кістки, імплантату, розробленого для пацієнта, та опорної пластини протеза. Чисельне моделювання виконувалось з метою оцінки впливу пористості та жорсткості матеріалу на розподіл напружень та деформацій у досліджуваній системі.

З огляду на складну геометрію реконструйованої великогомілкової кістки основним типом скінченних елементів (СЕ) для моделювання системи «кістка-імплантат-протез» розглядався тетраедричний СЕ [1]. В тих зонах моделі, для яких характерна висока кривизна, в зонах контакту між різними матеріалами, а також у зонах, де очікувався підвищений градієнт напруження, виконувалось уточнення/згущення сітки (зона контакту між імплантом та кісткою, зона контакту між опорною пластиною та імплантатом). З метою отримання результатів аналізу методом скінченних елементів з прийнятною точністю при розробці сітки СЕ контролювались показники її якості, такі як співвідношення сторін сітки та асиметрія. Середній розмір скінченного елемента коливався від 0,5 мм (в зонах уточнення/згущення сітки) до 1,5 мм (в інших зонах моделі). Розроблена скінченно-елементна модель системи «кістка-імплантат-протез» містила приблизно 118,5 тис. вузлів та 61,5 тис. скінченних елементів (рис. 1).

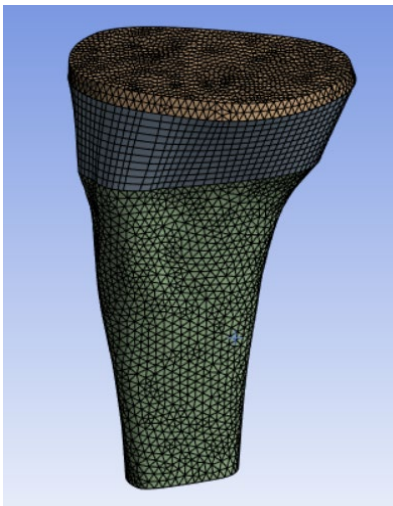


Рис. 1. Скінченно-елементна модель системи «кістка-імплантат-протез»

хірургічну фіксацію.

Для моделювання фізіологічно релевантного сценарію навантаження, статична осьова стискаюча сила 700 Н, що відповідає піковому навантаженню на тибіофemorальний суглоб під час стійки на одній нозі, прикладалась вертикально вздовж довгої осі моделі. Дистальний кінець великогомілкової кістки був обмежений у всіх поступальних та обертальних ступенях

свободи. Така спрощена схема граничних умов дозволила ізолювати механічну поведінку реконструйованої області суглоба та зосередити аналіз на передачі навантаження через інтерфейси імплантату та протеза.

Усі матеріали розробленої скінченно-елементної моделі приймалися лінійно-пружними, ізотропними та однорідними. Властивості матеріалу обирались як для для кортикальної кістки та титанових сплавів, що використовуються в ортопедичних імплантатах. Так, кортикальну кістку було змодельовано з відносно високою жорсткістю (модуль Юнга $E = 17$ ГПа, коефіцієнт Пуасона $\nu = 0,30$), щоб відобразити її несівну функцію у механічній поведінці системи.

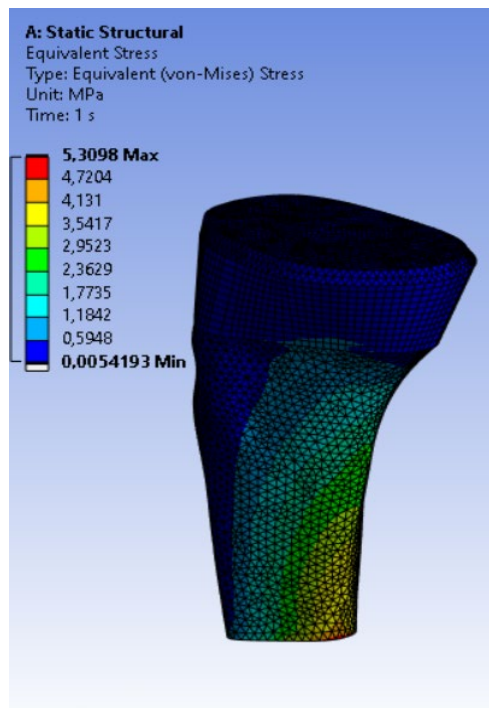


Рис. 2. Розподіл еквівалентних напружень за Мізесом

З метою дослідження впливу жорсткості матеріалу на біомеханічну поведінку системи «кістка-імплантат-протез» матеріал імплантату та протезної пластини (титановий сплав Ti6Al4V) моделювався із різним ступенем пористості: із суцільною (100% заповнення – $E = 110$ ГПа, $\nu = 0,34$), напівпористою (50% заповнення – $E = 65$ ГПа, $\nu = 0,34$) та високопористою (15% заповнення – $E = 16.5$ ГПа, $\nu = 0,34$) структурами. Механічна поведінка титанового сплаву пористої структури моделювалась із використанням понижених значень модуля Юнга.

У ПК Ansys [2] для розробленої скінченно-елементної моделі системи «кістка-імплантат-протез» для різних жорсткостей матеріалу великогомілкового імплантату та протезної пластини отримано розподіл еквівалентних напружень за Мізесом в імплантаті та кістці (рис. 2), а також деформації в періімплантній кістковій області. Виконаний аналіз напружено-деформованого стану імплантату великогомілкової кістки при варіації пористості

титанового імпланту та протезу дозволив оцінити ефективність передачі навантаження з протезу на кістку та виявити потенційні зони ризику розхитування імплантату або екранування напружень.

Виконані дослідження засвідчили, що жорсткість та пористість матеріалу суттєво впливають на розподіл напружень, локалізацію деформацій та передачу навантаження в системі «кістка-імплантат-протез». Помірна пористість (50%) як імплантату, так і протезної опорної пластини забезпечують найсприятливішу механічну поведінку із збалансованим розподілом напружень та деформацій при збереженні фізіологічних умов навантаження кістки. Натомість, високопористі конфігурації демонстрували надмірну деформацію та нестабільність, а в повністю твердих структурах відбувалось екранування напружень, що обумовило підвищені кортикальні напруження. Використання пористості як конструктивної змінної дозволяє впливати на механічну поведінку кістки з метою покращення інтеграції імплантату та його довговічності.

Список використаних джерел

- [1] Pham DQ, Sulyma O, Musiienko O et al. Development of a finite element model for optimization of the bone fixator design. *Procedia Struct Integr.* 2023;47:945-951. doi:10.1016/j.prostr.2023.07.026.
- [2] ANSYS, Inc. Theory Reference. Canonsburg, 2004, 1067 p.

РАДІАЦІЙНО-ІНДУКОВАНА ВІБРО-АКУСТИЧНА ДЕГРАДАЦІЯ ПАЛИВА TRISO У ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ ГАЗООХОЛДЖУВАНИХ РЕАКТОРАХ

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

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Високотемпературні газоохолоджувальні малі модульні реактори, зокрема концепція реакторів із кульовим засипанням активної зони, належать до найбільш опрацьованих проєктів серед реакторів IV покоління [1]. Їх відмінна риса — безперервна гравітаційна циркуляція до 400 тис. сферичних паливних елементів, кожен з яких проходить активну зону 10–15 разів за ресурс [2]. Захисні шари TRISO (пористий вуглець, щільний піровуглець, зовнішній піровуглець) виконують функцію герметичного бар'єра для продуктів поділу. Кваліфікаційні програми, зокрема AGR-1 [3], відтворюють термонейтронне навантаження, проте не включають динамічного вібро-акустичного впливу, що є невід'ємною рисою середовища з гелієвим охолодженням. На основі аналізу відомих фізичних закономірностей оцінимо, чи може таке середовище у поєднанні з радіаційно-індукованими змінами властивостей графіту формувати умови для прискореної деградації захисних шарів.

Гелій як теплоносій суттєво відрізняється від рідких теплоносіїв АЕС тим, що характеризується аномально високою швидкістю поширення акустичних хвиль, яка для ідеального одноатомного газу визначається як:

$$v_s = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \quad (1)$$

де: $\gamma = 1,67$ — показник адіабати гелію; $R = 8,314$ Дж/(моль·К) — газова стала;

T — абсолютна температура (К); $M = 0,004$ кг/моль — молярна маса.

За робочої температури $T = 1273$ К отримуємо $v_s \approx 2102$ м/с — приблизно у 6 разів більше, ніж у воді за порівнюваних умов. Циліндрична активна зона з характерним розміром $L \sim 10$ м функціонує як об'ємний акустичний резонатор з власними частотами:

$$f_n = \frac{n \cdot v_s}{2L}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (2)$$

Основна резонансна частота $f_1 \approx 105$ Гц та її гармоніки збігаються зі спектром механічних вібрацій гелієвих компресорів (50–500 Гц). Окрім механічних вібрацій гелієвих компресорів, додатковим джерелом акустичного збудження є термоакустична нестабільність. За умов виконання критерію Релея теплові коливання можуть підсилювати акустичні хвилі, формуючи когерентне поле значної амплітуди [4]. У результаті сумарне збудження охоплює діапазон 1–500 Гц, що практично неможливо усунути конструктивними методами.

Реакція паливного елемента на акустичне збудження визначається не лише зовнішнім полем, а й власними механічними характеристиками графітової матриці, які під дією нейтронного опромінення змінюються немонотонно.

До «точки розвороту» флюенсу радіаційне ущільнення кристалічної ґратки призводить до зростання модуля Юнга до $\sim 2E_0$ та одночасного зниження внутрішнього демпфування ζ до 20–30% від початкового рівня [5, 6]. З фізичної точки зору добротність системи (коефіцієнт якості) $Q = (2\zeta)^{-1}$ зростає у 3–5 разів: при резонансному збудженні амплітуда коливань підсилюється у Q разів відносно квазістатичного рівня. Одночасне зростання E зміщує власну частоту паливного елемента у вищий діапазон. Таким чином, у певному діапазоні флюенсу виникає умова частотного збігу: власна частота елемента потрапляє до смуги акустичного збудження активної зони тоді, коли демпфування досягає мінімуму (рис. 1).

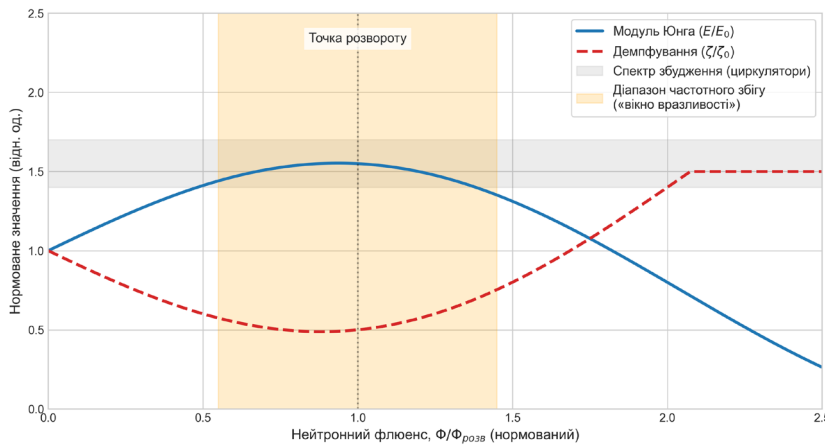


Рис. 1. Радіаційно-індукована еволюція нормованих механічних та вібро-акустичних властивостей графітової матриці TRISO-палива.

Враховуючи степеневу залежність циклічної міцності від амплітуди (закон Базкіна, $N \propto \sigma^{-m}$, $m \approx 3-5$ для крихких вуглецевих покриттів), застосування правила Майнера дає оцінку скорочення втомного ресурсу поверхні на 15–50%. Після досягнення точки розвороту, коли графіт переходить до вторинного розпухання, накопичені мікродфекти слугують центрами ініціації тріщин. Подібний сценарій узгоджується з відшаруванням шару OPyC від SiC, що спостерігалось у програмі AGR-1, проте не отримало переконливого пояснення в рамках чисто термомеханічних моделей [3].

Проведений аналіз показує, що широкосмугове акустичне збудження гелієвого теплоносія, радіаційно-індуковане зростання добротності графіту та фретинг-механізм у точках міжкульового контакту є взаємопов'язаними чинниками. Їхня спільна дія здатна призводити до прискореної деградації захисних шарів TRISO у «вікні вразливості» — діапазоні флюенсу, де резонансна частота паливного елемента збігається зі смугою збудження активної зони. Оскільки цей динамічний сценарій не відтворюється у стандартних статичних кваліфікаційних протоколах, він потребує окремої експериментальної верифікації. Отримані оцінки вказують на доцільність формулювання вимог до радіаційно-стабільного демпфування як окремого критерію під час проектування наноструктурованих захисних покриттів паливних елементів MMP в умовах комбінованого радіаційно-теплового впливу та термічних градієнтів.

Список використаних джерел

- [1] International Atomic Energy Agency, *Advances in Small Modular Reactor Technology Developments*, 2022 Edition. Vienna: IAEA, 2022.
- [2] A. C. Kadak, "A future for nuclear energy: pebble bed reactors," *Int. J. Critical Infrastructures*, vol. 1, no. 4, pp. 330–345, 2005.
- [3] B. P. Collin, "AGR-1 irradiation test final as-run report (Rev. 3)," Idaho National Laboratory, U.S. Department of Energy, 2015
- [4] V. A. Kondratuk, O. A. Dorozh, V. I. Filatov, and T. V. Bibik, "Criterion method for determining the conditions for occurrence of thermoacoustic instability in the reactor core," *Problems of Atomic Science and Technology*, no. 5(147), pp. 84–90, 2023.
- [5] R. E. Nightingale, Ed., *Nuclear Graphite*. New York: Academic Press, 1962.
- [6] T. D. Burchell and L. L. Snead, "The effect of neutron irradiation damage on the properties of grade NBG-10 graphite," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 371, no. 1–3, pp. 18–27, 2007.
- [7] R. B. Waterhouse, Ed., *Fretting Fatigue*. London: Applied Science Publishers, 1981.

ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ РАДІАЦІЙНО-ІНДУКОВАНОЇ СЕГРЕГАЦІЇ В СТОПАХ Fe-19,2Cr-7,9Ni ЗА УМОВ ОПРОМІНЕННЯ ІОНАМИ Fe

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

Радіаційно-індукована сегрегація (РІС) полягає в просторовому перерозподілі компонентів стопу за умов опромінення [1]. Метою цієї роботи є комп'ютерне моделювання явища РІС в стопах Fe-19.2Cr-7.9Ni під опроміненням іонами Fe. На відміну від подібних задач з нейтронним опроміненням [2, 3], особливістю цієї є урахування імплантованих атомів та нерівномірної по глибині швидкості продукування точкових дефектів (ТД).

Просторово-часовий перерозподіл атомів стопу та точкових дефектів (ТД) в концентрованих стопах Fe-Cr-Ni за умов опромінення іонами Fe описується системою диференціальних рівнянь в частинних похідних

$$\begin{cases} \frac{\partial N_{Cr}}{\partial t} = -\nabla \mathbf{J}_{Cr}, \\ \frac{\partial N_{Ni}}{\partial t} = -\nabla \mathbf{J}_{Ni}, \\ \frac{\partial N_{Fe}}{\partial t} = -\nabla \mathbf{J}_{Fe} + K_{Fe}(x)/\Omega, \\ \frac{\partial N_v}{\partial t} = -\nabla \mathbf{J}_v + \varepsilon K_0(x)/\Omega - R_{iv}(N_v - N_v^{eq})(N_i - N_i^{eq}) \\ \quad - k_v^2 \Omega (d_{Cr,v} N_{Cr} + d_{Ni,v} N_{Ni} + d_{Fe,v} N_{Fe})(N_v - N_v^{eq}), \\ \frac{\partial N_i}{\partial t} = -\nabla \mathbf{J}_i + \varepsilon K_0(x)/\Omega + K_{Fe}(x)/\Omega - R_{iv}(N_v - N_v^{eq})(N_i - N_i^{eq}) \\ \quad - k_i^2 \Omega (d_{Cr,i} N_{Cr} + d_{Ni,i} N_{Ni} + d_{Fe,i} N_{Fe})(N_i - N_i^{eq}), \end{cases} \quad (1)$$

де N_j – число атомів або вакансій в одиниці об'єму [$1/\text{м}^3$], \mathbf{J}_k , \mathbf{J}_v та \mathbf{J}_i – потоки компонентів сорту k і ТД, $d_{k,v}$ та $d_{k,i}$ – кінетичні коефіцієнти компонентів сорту k , які дифундують за вакансійними і міжвузельними механізмами, Ω – середній атомний об'єм в стопі, $K_{Fe}(x)$ – швидкість імплантації іонів Fe, $K_0(x)$ – швидкість продукування радіаційних ТД, ε – коефіцієнт ефективності, R_{iv} – коефіцієнт рекомбінації ТД, k_v^2 та k_i^2 – потужність стоків ТД, N_v^{eq} і N_i^{eq} – термодинамічно рівноважні концентрації ТД.

Швидкості продукування ТД $K_0(x)$ та імплантації іонів Fe $K_{Fe}(x)$ в стопі Fe-19.2Cr-7.9Ni при опроміненні іонами Fe з енергією 300 кеВ ($\Phi = 1,07 \cdot 10^{16}$ іонів/ $\text{м}^2\text{с}^{-1}$) розраховано за допомогою програмного пакету SRIM-2008 [4] (див. рис. 1).

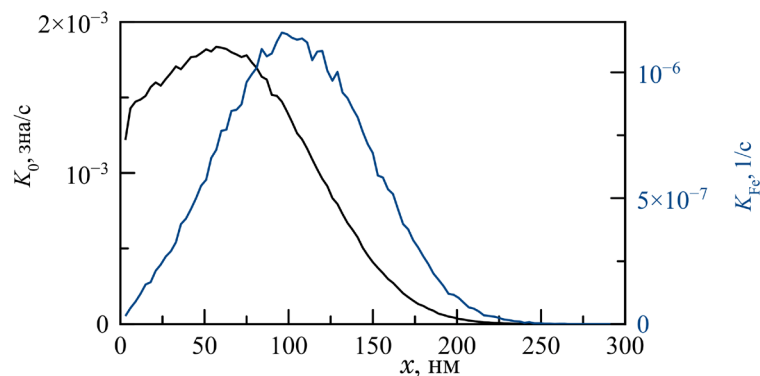


Рис. 1. Розподіл швидкостей продукування ТД та імплантації іонів Fe.

На наступних рисунках концентрації компонентів сплаву приводяться в ат.%, а концентрації ТД в молярних долях.

На рис. 2 наведено розраховані концентраційні профілі компонентів та ТД $C_j = C_j(x)$ в зразку сплаву Fe-19.2Cr-7.9Ni, який опромінювався протягом часу 10^4 с при температурі $T = 350^\circ\text{C}$. З рис. 2 а, б, в видно, що за заданих умов опромінення спостерігається збіднення Cr та збагачення Ni і Fe поблизу поверхні зразка. Відмітимо зменшення концентрацій Cr та Ni і збільшення концентрації Fe на проміжку $50 < x < 150$ нм за рахунок імплантованих іонів Fe. Як видно з рис. 2, г концентрації вакансій всередині зразка значно перевищують концентрації міжвузельних атомів; це пояснюється тим, що міжвузельні атоми дифундують набагато швидше вакансій.

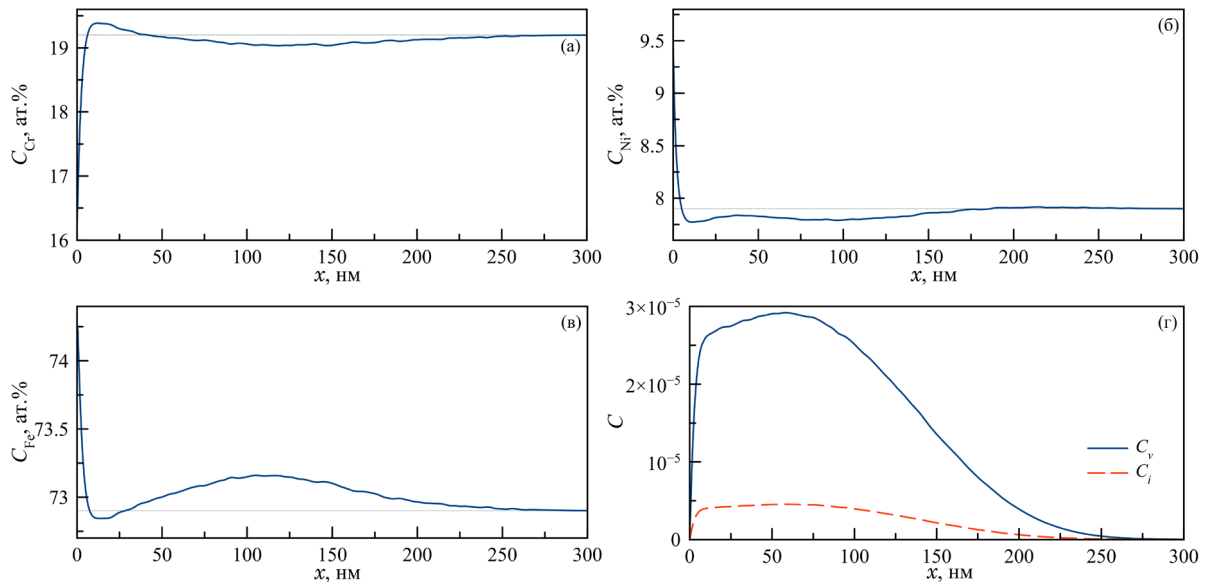


Рис. 2. Розраховані концентраційні профілі Cr (а), Ni (б), Fe (в) та ТД (г).

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 сплаву,» *Металофіз. новітні технол.*, том 44, № 6, с. 691–711, 2022.
- [4] J. Ziegler, M. Ziegler and J. Biersak, «SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010),» *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., Sect. B*, vol. 268, № 11-12, p. 1818–1823, 2010.

COMPUTER MODELING AND PHENOMENOLOGICAL ANALYSIS OF MACROSCOPIC IMPURITY OSCILLATIONS: THE "THERMOSOLUTAL PENDULUM" IN IV-VI SEMICONDUCTORS

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; Piotrowska S.², M.Sc.

¹ Chernivtsi Branch of Frantsevych Institute for Problems of Materials Science, NASU,
Chernivtsi, Ukraine;

² Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland

Introduction. The spatial distribution of impurities in semiconductor solid solutions grown from the melt provides a continuous macroscopic "recording" of the dynamic state of the crystallization front. In $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ diluted magnetic semiconductors (DMS) grown by the vertical Bridgman method, we experimentally observe pronounced, highly periodic concentration waves (with a relative spatial period $\Delta L \approx 0.25\text{--}0.30$ of the total ingot length). Rather than treating these fluctuations as random technological noise, this work proposes to describe this phenomenon through the framework of non-linear fluid dynamics and phenomenological mathematical modeling, introducing the concept of a macroscopic "thermosolutal pendulum".

The Macro-Oscillator Analogy. The fundamental behavior of a mechanical harmonic oscillator is governed by the continuous exchange between kinetic and potential energy, classically described by the differential equation:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + kx = 0 \quad (1)$$

where: m — mass, x — displacement, t — time, and k — restoring force constant. By translating this concept into non-linear fluid dynamics, we propose an analogous generalized equation for the "thermosolutal pendulum" operating in the melt:

$$M_{eff} \frac{d^2(\Delta C)}{dt^2} + K(\Delta\rho, \nu) \cdot \Delta C = 0 \quad (2)$$

where: M_{eff} — effective fluidic inertia of the macroscopic convective vortex, ΔC — temporal concentration deviation in the boundary layer, t — time, $\Delta\rho$ — local density difference, ν — kinematic viscosity, and $K(\Delta\rho, \nu)$ — restoring Archimedean buoyancy force. In the melt of a multicomponent IV-VI system, analogous oscillatory behavior emerges from double-diffusive (thermosolutal) convection, a well-documented hydrodynamic instability driven by the competition between thermal and concentration gradients [1, 2].

Conceptually, this physical system acts precisely like *a pendulum swinging in a viscous fluid whose density is continuously changing*. Because the local density ($\Delta\rho$) and kinematic viscosity (ν) of the melt at the crystallization front dynamically vary as heavy ions (such as Sn^{2+}) are periodically rejected or captured, the "stiffness" of this thermosolutal oscillator is never constant. Consequently, the oscillation period strongly depends on the instantaneous compositional state of the boundary layer. This intrinsic non-linearity perfectly explains why the observed spatial concentration waves frozen into the crystal matrix are quasi-periodic rather than strictly harmonic. The moving crystallization front acts as a rigid "seismograph", seamlessly freezing the temporal oscillations of the liquid pendulum into permanent spatial concentration waves within the IV-VI solid matrix.

Computer Detrending and Data Processing. To quantitatively validate this oscillatory model and extract the pure harmonic component from the experimental dataset, computer-assisted mathematical detrending was applied. The experimental concentration profiles were acquired via integral X-ray fluorescence (XRF, Tracor 5000) for ingot 960, and scanning electron microscopy coupled with energy-dispersive X-ray spectroscopy (SEM-EDX) for ingot 1292. The raw spatial distribution profiles of components in ingots 960 $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ (Fig. 1) and 1292 $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Sn}_{x+z}\text{Mn}_y\text{Te}$ (Fig. 2) contain a massive background signal corresponding to the normal directional solidification

process. Using the advanced mathematical modeling and polynomial approximation algorithms of the OriginPro 2024 platform [3], we simulated the macroscopic segregation trends $C_{\text{trend}}(L)$ for each element: $C_{\text{trend}}(L) = A \cdot L^2 + B \cdot L + C$, where L is the relative length of the ingot. By digitally subtracting this simulated background from the raw experimental data (C_{exp}), we isolated the hidden harmonic deviations $\Delta C = C_{\text{exp}} - C_{\text{trend}}$. This data processing allowed us to transform complex, skewed concentration profiles into symmetric, zero-centered auto-oscillatory waves.

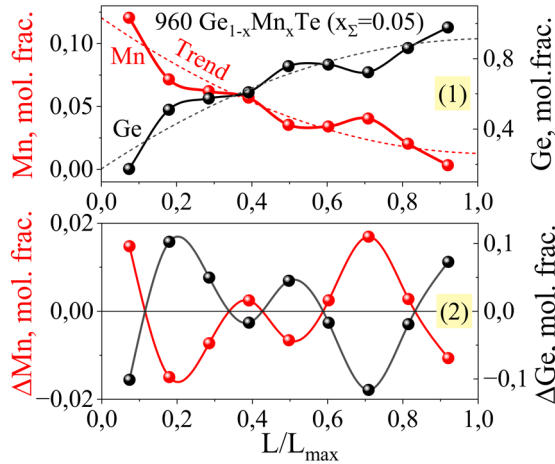


Fig. 1. Axial distribution of Mn and Ge: 1 — experimental data, 2 — calculated

captures the heavier Sn^{2+} ions (ionic radius $\approx 1.12 \text{ \AA}$). This generates extreme local steric constraints

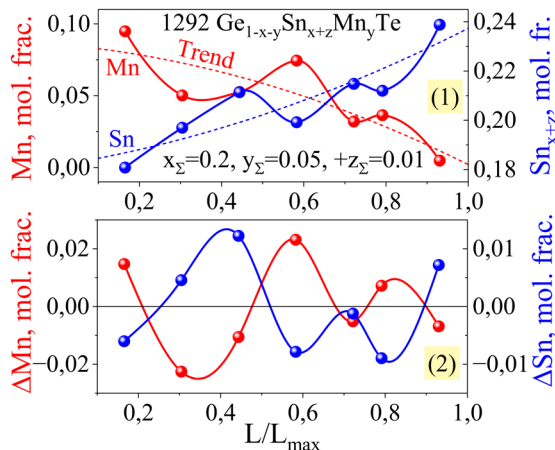


Fig. 2. Axial distribution of Mn and Sn: 1 — experimental data, 2 — calculated

in the NaCl-type cationic sublattice, forcing a synchronous rejection of the lighter Mn^{2+} ions ($\approx 0.83 \text{ \AA}$). This volumetric competition mathematically manifests as a strict anti-correlation in the modeled ΔC waves.

Results and Discussion. The phenomenological extraction of the ΔC parameter revealed strictly deterministic interaction dynamics between the cationic sublattices. In the ternary $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ system (ingot 960), the detrended profiles display a perfect mirror symmetry: a positive deviation of the manganese concentration ($\Delta\text{Mn} > 0$) strictly coincides with a proportionate negative deviation of germanium ($\Delta\text{Ge} < 0$). When introducing the massive Sn^{2+} ions into the quaternary system (ingot 1292 $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Sn}_{x+z}\text{Mn}_y\text{Te}$), the correlation analysis of the detrended waves reveals a rigid phase opposition between Sn and Mn. During a "forward swing" of the thermosolutal pendulum (accelerated localized growth), the crystal lattice preferentially captures the heavier Sn^{2+} ions (ionic radius $\approx 1.12 \text{ \AA}$). This generates extreme local steric constraints in the NaCl-type cationic sublattice, forcing a synchronous rejection of the lighter Mn^{2+} ions ($\approx 0.83 \text{ \AA}$). This volumetric competition mathematically manifests as a strict anti-correlation in the modeled ΔC waves.

Conclusions. The application of polynomial detrending algorithms allowed for the successful isolation and visualization of hidden auto-oscillatory concentration waves in Bridgman-grown IV-VI semiconductors. The mathematical processing confirms that the observed structural heterogeneities are not stochastic but are the deterministic result of a "thermosolutal pendulum" operating in the melt. Identifying and modeling these inherent macroscopic waves is a critical prerequisite for the correct

interpretation of the low-temperature physical properties (such as dynamic magnetic susceptibility) of these complex nano- and micro-composite materials.

References

- [1] S. R. Coriell, M. R. Cordes, W. J. Boettinger, and R. F. Sekerka, "Convective and interfacial instabilities during unidirectional solidification of a binary alloy," *Journal of Crystal Growth*, vol. 49, no. 1, pp. 13–28, 1980, doi: 10.1016/0022-0248(80)90056-1.
- [2] P. Rudolph, "Defect formation during crystal growth from the melt," in *Springer Handbook of Crystal Growth*, Berlin, Heidelberg: Springer, 2010, pp. 159–201, doi: 10.1007/978-3-540-74761-1_6.
- [3] OriginLab Corporation, OriginPro 2024. Northampton, MA, USA: OriginLab Corp., 2024. [Software]. Available: <https://www.originlab.com>.

COMPUTER MODELING OF THE AXIAL DISTRIBUTION OF Mn IN $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ GROWN BY THE VERTICAL BRIDGMAN METHOD

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; Piotrowska S.², M.Sc.

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

Introduction. The significance of investigating diluted magnetic semiconductors (DMS) based on GeTe is determined by the unique combination of non-trivial ferromagnetic, ferroelectric, and optoelectronic properties within a single crystal. This makes them highly promising candidates for applied applications in the fields of spin electronics and infrared optoelectronics [1]. Recently, using SEM coupled with X-ray microanalysis (based on 160+ micrographs provided by S. Piotrowska), we discovered the phenomenon of compositional auto-oscillations along $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_{x+z}\text{Mn}_y\text{Te}$ ingots grown by the vertical Bridgman method. Since three types of ions (Ge^{2+} , Sn^{2+} , Mn^{2+}) compete for lattice sites during crystallization in this quaternary system, the rigorous analysis of these auto-oscillations is complicated. Therefore, we returned to the baseline ternary case of $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. This simplification allowed us to reveal the perfect mirror symmetry of the Mn and Ge auto-oscillations in this ingot (Fig. 1).

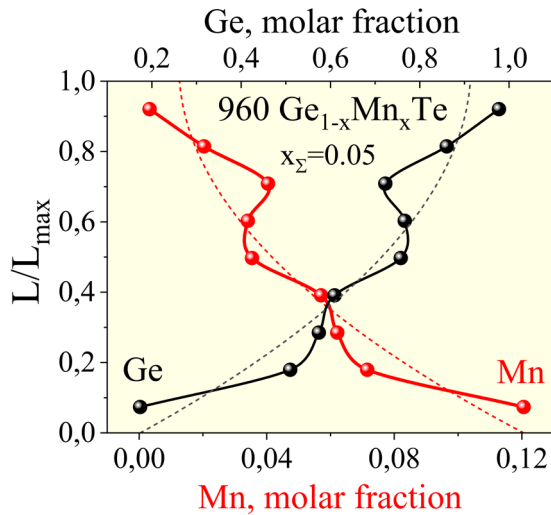


Fig. 1. Mirror symmetry of the Mn and Ge compositional auto-oscillations along the ingot No. 960 grown by the vertical Bridgman method

$^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ in the vicinity of the crystallization front. The proposed model describes the spatial distribution of manganese $C_{Mn}(L)$ along the relative ingot length L :

$$C_{Mn}(L) = C_{trend}(x_{nom}, L) + A_{Mn}(x_{nom}) \cdot \sin\left(\frac{2\pi L}{\lambda(v)} + \phi_0\right) \quad (1)$$

where: $C_{Mn}(L)$ — local molar fraction of manganese along the relative ingot length L ;
 $C_{trend}(x_{nom}, L)$ — macroscopic segregation baseline reflecting the global mass conservation of the impurity; x_{nom} — initial (nominal) molar fraction of Mn in the starting charge;
 $A_{Mn}(x_{nom})$ — amplitude of the concentration auto-oscillations;
 $\lambda(v)$ — spatial period (wavelength) of the macroscopic concentration waves;
 v — macroscopic pulling speed of the ampoule;
 ϕ_0 — initial phase shift corresponding to the transient stabilization regime of the convective processes at the beginning of crystallization.

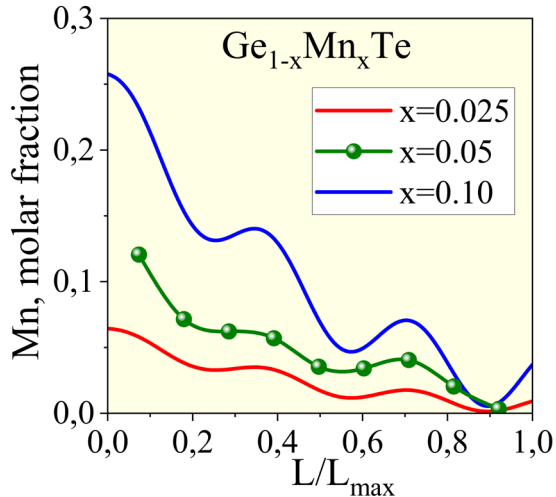


Fig. 2. Predictive compositional engineering of macroscopic axial waves at a fixed pulling speed $v = 1.5$ mm/h

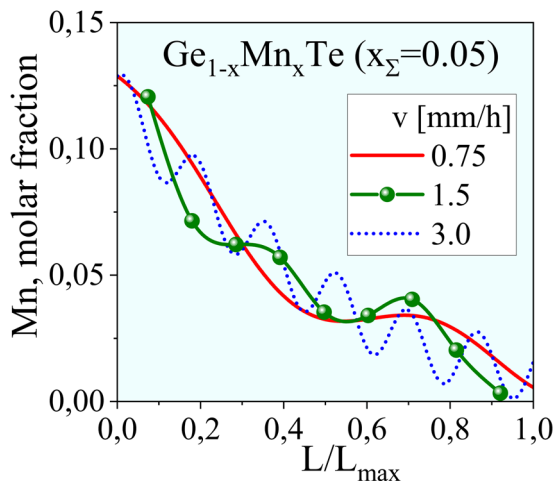


Fig. 3. Predictive kinetic engineering of macroscopic axial waves at a fixed nominal composition ($x_{nom} = 0.05$)

equilibrium segregation (distribution) coefficient of Mn; m — the slope of the liquidus line on the phase diagram; C_0 — the nominal initial concentration of the impurity in the starting charge.

Operating at this kinetic limit allows for the synthesis of unique model samples with Mn concentration waves possessing a spatial period of approximately 1 mm, which is highly attractive for the advanced investigation of complex magnetic and magneto-optical phenomena.

Results of Computer Modeling.

To verify the practical applicability of the model, two series of predictive spatial distribution profiles for the $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ system were generated using the OriginPro software. The first set of curves (Fig. 2) demonstrates *compositional engineering* at a fixed baseline pulling speed. It shows the linear scaling of the wave amplitude for three different nominal Mn contents ($x_{nom} = 0.025, 0.05, \text{ and } 0.10$). The second set (Fig. 3) demonstrates *kinetic engineering* at a fixed nominal composition ($x_{nom} = 0.05$). Visual comparison mathematically confirms that a twofold decrease in the pulling speed ($v = 0.5 v_0$) significantly stretches the spatial period, while a twofold increase ($v = 2.0 v_0$) sharply compresses the waves along the growth axis.

Conclusions.

Computer modeling demonstrates that an increase in the pulling speed directly increases the frequency of the longitudinal Mn auto-oscillations, whereas an increase in the total Mn content in the initial charge strictly increases the amplitude of these auto-oscillations without affecting their frequency. According to our thermodynamic estimations (based on Tiller-Jackson-Rutter-Chalmers criterion of constitutional supercooling), the maximum pulling speed that maintains the morphological stability of the crystallization front is approximately 15-17 mm/h:

$$v_{max} = \frac{G \cdot D \cdot k}{m \cdot C_0 \cdot (1 - k)} \quad (2)$$

where: G — the temperature gradient in the melt at the crystallization front; D — the diffusion coefficient of the impurity (Mn) in the melt; k — the

References

- [1] J. Krempaský, G. Springholz, J. Minár, and J. H. Dil, " α -GeTe and (GeMn)Te semiconductors: A new paradigm for spintronics," AIP Conference Proceedings, vol. 1996, no. 1, p. 020026, 2018. <https://doi.org/10.1063/1.5048878>
- [2] V. E. Slynko, M. Wójcik, and Ł. Kilanski, "NMR spectrum analysis of the $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ compound," in Abstracts of the 9th Ukrainian Scientific Conference on Semiconductor Physics (USCSP-9), Uzhhorod, Ukraine, 2023, pp. 330-331.
- [3] J. P. Garandet, "Microsegregation in crystal growth from the melt: an analytical approach," Journal of Crystal Growth, vol. 131, no. 3-4, pp. 431-438, 1993. [https://doi.org/10.1016/0022-0248\(93\)90192-Y](https://doi.org/10.1016/0022-0248(93)90192-Y)

MACROSCOPIC COMPOSITIONAL WAVES IN $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Mn}_y\text{Te}$: A NON-HERMITIAN EFFECTIVE HAMILTONIAN MODEL

Slynko V. E.¹, Dr., Sen. Res.; Ivanov V. I.¹, Dr., Res.;
Kilanski L.², Dr. hab., Prof. IP PAS; Piotrowska S.², M.Sc.

¹ Chernivtsi Branch of Frantsevych Institute for Problems of Materials Science, NASU,
Chernivtsi, Ukraine;

² Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland

Introduction. The dynamic segregation of components during the directional crystallization of IV-VI-based diluted magnetic semiconductors (DMS), such as quaternary $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Mn}_y\text{Te}$, manifests in some cases as macroscopic compositional waves (Fig. 1). Traditionally, this phenomenon is treated strictly within the framework of fluid dynamics (Navier-Stokes and mass transfer equations) as a "thermosolutal pendulum" – coupled oscillations of temperature and component concentrations near the crystallization front. However, this approach ignores the microscopic crystalline topology. In this work, we propose a paradigm shift: describing these longitudinal spatial instabilities using *continuous field theory* and non-Hermitian quantum-mechanical formalism [1]. We postulate that the macroscopic waves in Bridgman-grown ingots are frozen-in collective excitations of the host matrix and its defect subsystem, including second-phase micro-inclusions.

The Tensor Effective Hamiltonian. We transition from a discrete corpuscular description of atomic distributions to a continuous multi-component vector field representation $\phi(z, t) = (\phi_{\text{Ge}}, \phi_{\text{Sn}}, \phi_{\text{Mn}})$, where ϕ_i denotes the local deviation of the i -th component from its macroscopic steady-state trend, and z is the axial growth coordinate. The base matrix, GeTe, is characterized by an extremely high concentration of intrinsic cationic vacancies ($V_{\text{Ge}} \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). In our experimental ingot (1293 $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Sn}_{x+y}\text{Mn}_y\text{Te}$, $x_{\Sigma}=0.20$, $y_{\Sigma}=0.05$, $\delta=0.03$), these vacancies are predominantly "healed" by the stoichiometric excess of Sn_{δ}^{2+} ions. The total energy of this stationary, idealized lattice is described by a Ginzburg-Landau type Hermitian effective Hamiltonian \hat{H}_0 [2]:

$$\hat{H}_0 = \int dz \left[\sum_i \left(\frac{\kappa_i}{2} (\nabla \phi_i)^2 + \frac{\alpha_i}{2} \phi_i^2 + \frac{\beta_i}{4} \phi_i^4 \right) + \sum_{i \neq j} \hat{\Gamma}_{ij} \phi_i \phi_j \right] \quad (1)$$

where: \hat{H}_0 — the Hermitian effective Hamiltonian of the stationary crystalline lattice; z — the macroscopic axial coordinate of crystal growth; ϕ_i, ϕ_j — continuous scalar fields representing the local concentration deviations of the constituent components (Ge, Sn, Mn); κ_i — the gradient coefficient representing the generalized spatial stiffness (elasticity) of the concentration distribution; α_i, β_i — the quadratic and quartic coefficients defining the local Ginzburg-Landau thermodynamic potential; $\hat{\Gamma}_{ij}$ — the interaction coupling tensor representing the volumetric competition between the massive Sn^{2+} ions, Ge^{2+} cations, and lighter Mn^{2+} dopants within the cationic sublattice.

\mathcal{PT} -Symmetry Breaking and Physical Interpretation. In non-Hermitian physics, \mathcal{PT} (Parity-Time) symmetry characterizes open systems with perfectly balanced spatial gain and loss mechanisms [1]. Recently, it has been rigorously shown that such non-Hermitian frameworks are highly effective for describing macroscopic classical dissipative systems [3]. Since the crystallization front is an open system driven by a temperature gradient, its dynamics cannot be described by a purely Hermitian operator. We introduce a non-Hermitian Hamiltonian:

$$\hat{H}_{eff} = \hat{H}_0 + i\hat{W} \quad (2)$$

where: \hat{H}_{eff} — the total non-Hermitian effective Hamiltonian of the open thermodynamic system; i — the imaginary unit; \hat{W} — the phenomenological anti-Hermitian operator representing the continuous spatial mass exchange driven by the melt. *Physically, this can be understood as follows:* The conservative part \hat{H}_0 acts as a classical pendulum (restoring forces of the lattice). The anti-

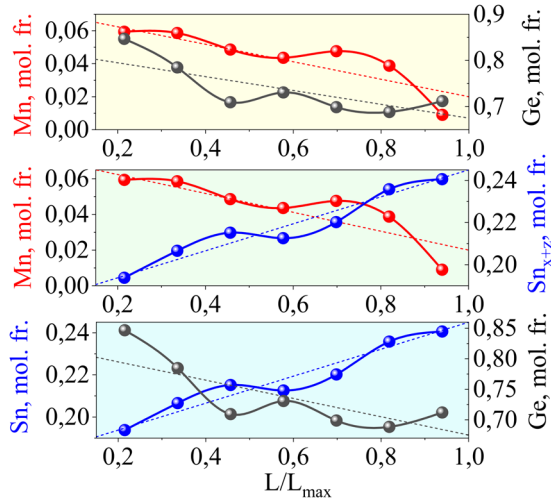


Fig. 1. Macroscopic axial compositional waves in 1293 $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Sn}_{x+\delta}\text{Mn}_y\text{Te}$ (EDX)

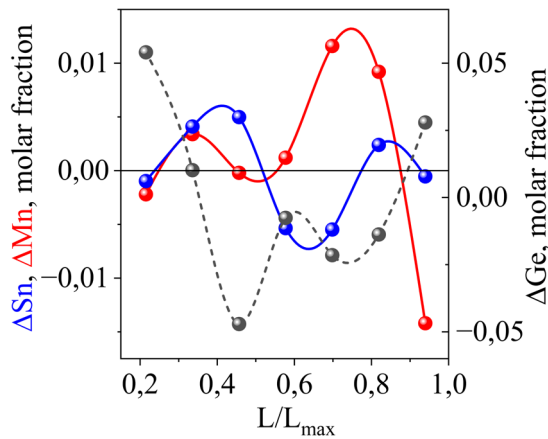


Fig. 2. Axial compositional waves in 1293 $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Sn}_{x+\delta}\text{Mn}_y\text{Te}$ after subtracting trends coupling $\hat{\Gamma}_{ij}$ proposed in our model.

Furthermore, the high-resolution SEM/EDX analysis (S. Piotrowska) reveals numerous localized micro-inclusions. Within our field-theoretic framework, these are not anomalies, but rather naturally occurring solitonic phase droplets (topological defects) [4] resulting from the non-linear quartic term ($\beta_i \cdot \phi_i^4/4$) in the Ginzburg-Landau potential (Eq. 1) when local concentrations exceed the thermodynamic solubility limit, triggering spinodal decomposition.

Conclusion. Translating the macroscopic hydrodynamics of Bridgman growth into the language of *continuous field theory* reveals the deep thermodynamic nature of structural defects in quaternary IV-VI-based DMS. The non-Hermitian Hamiltonian framework naturally yields macroscopic limit-cycle states and simultaneously accommodates microscopic solitonic inclusions, offering a powerful conceptual framework for predictive materials science.

References

- [1] C. M. Bender, "Making sense of non-Hermitian Hamiltonians," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 70, no. 6, pp. 947-1018, 2007. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/70/6/R03>
- [2] P. M. Chaikin and T. C. Lubensky, *Principles of Condensed Matter Physics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511813467>
- [3] Y. Ashida, Z. Gong, and M. Ueda, "Non-Hermitian physics," *Advances in Physics*, vol. 69, no. 3, pp. 249-435, 2020. <https://doi.org/10.1080/00018732.2021.1876991>
- [4] R. Rajaraman, *Solitons and Instantons: An Introduction to Solitons and Instantons in Quantum Field Theory*. Amsterdam: North-Holland, 1982.

Hermitian part $i\hat{W}$ acts as an active environment. When the driving force of the constitutional supercooling overcomes the natural dissipation, the system undergoes a spontaneous \mathcal{PT} -symmetry breaking phase transition. The exact moment of this symmetry breaking ($\text{Im}(E) \neq 0$ for the energy eigenvalues) marks the threshold where the system loses its stability, transitioning from a homogeneous solid solution to self-sustained macroscopic limit-cycle auto-oscillations.

Experimental Observation and Complex Dynamics. This theoretical framework is illustrated by the experimental axial distribution of components obtained via SEM/EDX analysis in the $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Sn}_{x+\delta}\text{Mn}_y\text{Te}$ ingot 1293 ($y_{\text{nom}}=0.03$). After detrending the baseline segregation profiles, the isolated fields ϕ_{Mn} , ϕ_{Ge} , and ϕ_{Sn} reveal pronounced macroscopic spatial waves. Crucially, the experimental data do not show a trivial binary anti-correlation, but rather a highly complex dynamic characteristic of a three-body competitive interaction (Fig. 2). For instance, at the relative ingot length $L=0.939$, both Mn and Sn fields are negative while Ge is positive, indicating that Ge displaces both dopants. Conversely, at $L=0.818$, Mn and Sn are positive while Ge is negative, demonstrating a collective displacement of Ge. At $L=0.577$, Mn is positive while both Ge and Sn are negative. This phase-shifted trajectory in the concentration space perfectly validates the necessity of the tensor

МЕТОД МІЖДИСЦИПЛІНАРНИХ ФІЗИЧНИХ АНАЛОГІЙ ТА ФРАКТАЛЬНИЙ ПІДХІД У ВИКЛАДАННІ СКЛАДНИХ ТЕРМОДИНАМІЧНИХ СИСТЕМ (НА ПРИКЛАДІ "ТЕРМОСОЛУТАЛЬНОГО МАЯТНИКА")

Слинько В. Є.¹, к.ф.-м.н., ст. досл.; Сидор О. А.¹, к.т.н., вчений секретар;
Борча М. Д.², д.ф.-м.н., с.н.с.

¹ Чернівецьке відділення Інституту проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича
НАН України, м. Чернівці

² Чернівецький національний університет ім. Юрія Федьковича

Вступ. Сучасна фізична освіта у вищій школі стикається з проблемою високого порогу входження студентів у складні, багатокомпонентні розділи фізики (наприклад, нелінійна гідродинаміка чи термодинаміка нерівноважних процесів). Згідно з дослідженнями в галузі когнітивної психології, традиційне викладання, що відразу спирається на громіздкий диференціальний апарат, створює надмірне когнітивне навантаження на здобувачів освіти. Це часто призводить до формального заучування формул і втрати розуміння глибинного фізичного змісту. Для подолання цього бар'єру пропонується інноваційний підхід, заснований на використанні строгих міждисциплінарних фізичних аналогій та концепції *епістемологічної проєкції* – перенесення методів пізнання більш простих, добре знайомих фізичних явищ на фундаментально складніші [1].

Епістемологічна проєкція та метод фізичних аналогій. Суть запропонованого дидактичного методу полягає в перенесенні розробленого математичного та понятійного апарату з однієї, базової галузі фізики на іншу, менш інтуїтивно зрозумілу. Як показовий приклад у навчальному процесі розглядається явище квазі-гармонійної зміни вмісту компонентів вздовж напівпровідникових злитків на основі сполук $A^{IV}B^{VI}$ (зокрема твердого розчину $Ge_{1-x-y}Sn_xMn_yTe$, рис. 1), вирощених методом направленої кристалізації з розплаву.

Студентам-практикантам пропонується розглядати складні нелінійні гідродинамічні процеси у розплаві та сегрегацію компонентів через призму класичного гармонічного осцилятора. Для демонстрації структурного ізоморфізму викладач пропонує порівняти архітектуру базових рівнянь двох систем. Рівняння вимушених затухаючих коливань класичного пружинного маятника має вигляд:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \gamma \frac{dx}{dt} + kx = F(t) \quad (1)$$

де: m — інерційна маса тягарця; x — його зміщення від положення рівноваги у часі t ; γ — коефіцієнт в'язкого тертя (опір середовища); k — жорсткість пружини; $F(t)$ — зовнішня збурююча сила.

З іншого боку, конвективна гідродинаміка розплаву ("термосолутальний маятник") описується рівнянням *Нав'є-Стокса* у наближенні Буссінеска, за вирішення якого американський Математичний інститут Клея досі пропонує мільйон доларів («7 задач тисячоліття»):

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{v} + \rho \mathbf{g}(\beta_C \Delta C - \beta_T \Delta T) \quad (2)$$

де: ρ — густина розплаву; \mathbf{v} — вектор макроскопічної швидкості конвективного потоку; $(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v}$ — нелінійне конвективне прискорення (самовплив потоку); ∇p — просторовий градієнт тиску; μ — динамічна в'язкість розплаву; $\mu \nabla^2 \mathbf{v}$ — дисипативне в'язке тертя (де ∇^2 — оператор Лапласа); \mathbf{g} — прискорення вільного падіння; β_C та β_T — коефіцієнти концентраційного та термічного розширення; ΔC та ΔT — макроскопічні перепади концентрації компонента та температури розплаву відносно рівноважного стану, що створюють архімедову рушійну силу конвекції біля фронту кристалізації.

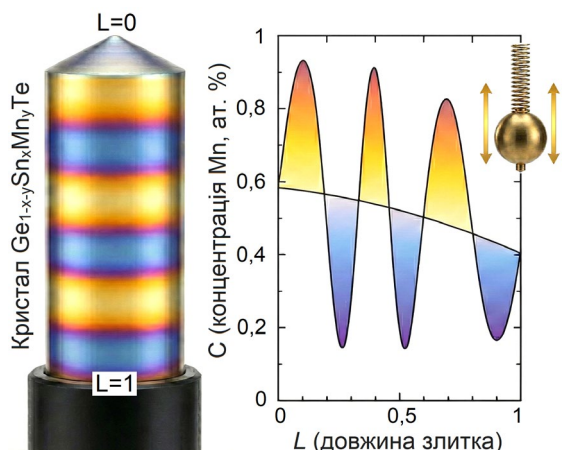


Рис. 1. Спільна сутність термосолутального та пружинного маятників

вздовж злитків, без початкового занурення у диференціальні рівняння Нав'є-Стокса.

Фрактальний підхід до фізичної реальності. Наступним етапом інноваційного навчання є демонстрація фрактальної будови Всесвіту (кожна частина якого подібна до цілого) [2] та наукового світогляду як його наближеної *ментальної проєкції*. Квазіперіодичні коливання вмісту компонентів вздовж злитків, вирощених *вертикальним методом Бріджмена*, є макроскопічним відображенням універсальних хвильових принципів, які ізоморфно, тобто структурно-подібно діють на квантовому (хвильові функції), макроскопічному (механічні хвилі) та мега-рівнях (пульсація зірок). Навчаючи студента-практиканта бачити ці універсальні патерни, ми розширюємо його світогляд від рівня вузькопрофільного фахівця до рівня дослідника-універсала [3]. Проєкція інструментарію однієї галузі на іншу суттєво пришвидшує засвоєння нових знань і стимулює самостійну генерацію нових ідей.

Апробація методу. Запропонований підхід проходить активну апробацію під час поточного весняного семестру 2026 року на базі Чернівецького відділення ІІМ НАН України. У педагогічному експерименті під час проходження науково-дослідної практики беруть участь 15 студентів з кафедри інформаційних технологій та комп'ютерної фізики (завідувач – д.ф.м.н., проф. Борча М. Д.) та кафедри термоелектрики та медичної фізики (завідувач – к.ф.м.н., доц. Кобилянський Р. Р.) Чернівецького національного університету ім. Юрія Федьковича. Під час виконання завдань з аналізу профілів розподілу Mn та Sn в *розведеному магнітному напівпровіднику* $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ практиканти самостійно виявляють кореляції між періодами хвиль концентрації C компонентів розплаву та параметрами коливальних систем. Аналіз результатів поточного опитування вказує на якісне зростання розуміння нелінійних процесів та підвищення мотивації до навчання та наукової роботи.

Висновки. Використання строгих фізичних ізоморфізмів є потужним дидактичним інструментом у вищій школі. Він ефективно пояснює складні термодинамічні процеси без перевантаження математичним формалізмом на початкових етапах і формує у майбутніх фізиків синергетичне розуміння єдності законів природи.

Список використаних джерел

- [1] N. S. Podolefsky and N. D. Finkelstein, «Use of analogy in learning physics: The role of representations» *Physical Review Special Topics - Physics Education Research*, vol. 2, no. 2, p. 020101, 2006. ([PDF](#))
- [2] Ю. І. Горобець, А. М. Кучко, І. Б. Вавилова, *Фрактальна геометрія у природознавстві: Навчальний посібник*, Київ: Наукова думка, 2008, 230 с. ([PDF](#))
- [3] С. У. Гончаренко, *Формування у дорослих сучасної наукової картини світу*, Київ: ІІОД НАПН України, 2013, 220 с. ([PDF](#))

РОЗВИТОК АНАЛІТИЧНИХ НАВИЧОК, ПІЗНАВАЛЬНОЇ АКТИВНОСТІ, ПРОФЕСІЙНИХ КОМПЕТЕНТНОСТЕЙ СТУДЕНТІВ НА БАЗІ ЛАБОРАТОРНОГО ПРАКТИКУМУ З ФІЗИКИ ТА ШІ

**Соляк Л. В.¹, ст. викл; Рудик Б.П.¹, к.фіз.-мат.н., доц.,
Гаєвський В. Р.¹, к.т.н., доц.; Гаращенко О.В.¹, к.т.н., доц.**

¹ *Національний університет водного господарства та природокористування, Рівне, Україна*

В сучасних реаліях використання штучного інтелекту (ШІ) стає невід'ємною складовою освітнього процесу. Когнітивне розвантаження завдяки ШІ має свої переваги та недоліки. Студенти використовують цей інструмент для розв'язування задач, підготовки доповідей та презентацій, здачі модулів тощо. Алгоритми ШІ надзвичайно корисні для наукових досліджень: пошуку статистичних закономірностей, аналізу великих масивів даних для встановлення цих закономірностей, для побудови графічних моделей, для побудови «моделей передбачення» різних процесів у багатьох сферах життя: як воєнних, так і цивільних. Спектр застосування ШІ розширюється чи не щодня.

Тим не менш, надмірна довіра до рішень ШІ призводить до залежності від автоматизації мисленневих процесів та втрати критичних навичок. Отже, важливим є пошук балансу між автоматизацією та участю людського інтелекту.

Процес делегування не тільки аналізу та обробки даних, а й більшості мисленневих процесів штучному інтелектові призводить до зниження рівня знань з природничих дисциплін у студентського загалу. Цей негативний процес не є явним, звичка використовувати ШІ для пошуку рішень часто підміняє аналітичні намагання студента самостійно розібратися у поставленій задачі. На жаль, така ситуація, коли студенти розв'язують задачі (переважно за допомогою ШІ), далі здають на перевірку викладачу у електронну систему Moodle, та дистанційно, з огляду на ситуацію війни, здають модулі. І отримані оцінки при такій «активності» досить високі... Для оцінки реального рівня знань доводиться вводити додаткові навчальні активності, як от захист теоретичних питань до лабораторних робіт, пояснення розв'язку задач тощо саме у вигляді живого спілкування, за що студенти отримують відповідні бали. Проте, лише невелика кількість студентів виявляють бажання пройти цей, по суті, іспит. Таке спілкування може бути про пояснення ходу розв'язку бездоганно розв'язаних за допомогою ШІ задач. Труднощі викликає не тільки пояснення ходу розв'язування та основних законів, а й просто фізичних величин. Про наявну теоретичну базу в більшості студентів мова навіть не йде.

Одним з інструментів, що передбачає особистісну участь студента, а не тільки ШІ, в навчальному процесі є лабораторний практикум з фізики, як і будь-який практикум з інших природничих і технічних дисциплін.

Метою лабораторного практикуму є не лише перевірка та осмислення певних фізичних законів і величин, але й самостійне виведення робочої формули, опанування роботи з приладовою базою та устаткуванням, самостійне отримання та обробка даних студентом, оцінювання похибок вимірювання статистичними методами, зокрема, методом Стюдента.

Студентам пропонується при вивченні конкретних процесів та фізичних величин поставити питання ШІ з точки зору своєї спеціальності. Наприклад, при вивченні моментів інерції твердих тіл за допомогою крутильних коливань, моменту інерції маятника Максвелла та маятника Обербека для студентів-будівельників наголошується, що величини моментів інерції типових елементів будівельних конструкцій (балок, швелерів, кутників тощо) є у всіх нормативних документах. Пропонується знайти такий документ та поставити питання ШІ. Питання ставляться різноманітні. Наприклад, якою повинна бути довжина типової балки моста (параметри задаються), щоб він не зруйнувався при певному навантаженні (задається). Студенти вчаться коректно ставити задачу ШІ. Адже в багатьох випадках є необхідність у додаткових даних. Важливим є також наявність такого недоліку ШІ, як галюцинації – тобто,

неправдиві відповіді. Критичне ставлення до отриманої інформації – це те, чому необхідно навчити студентів, сліпа довіра до отриманої інформації, неможливість самої перевірки через відсутність необхідних знань та\або бажання проведення фактчекінгу призводить до негативних наслідків у реальному світі. Тому, на заняттях студенти мають отримати практичний досвід як з отримання неперевіраних відповідей отриманих від ШІ, так і самостійного розрахунку похибок вимірювання, шуканих величин та подальшої їх перевірки.

Студентам у лабораторному практикумі пропонується за допомогою інструментів ШІ (чат gpt, gemini та ін.) знайти відносну та абсолютні похибки непрямого вимірювання, наприклад, при визначенні моменту інерції маятника Максвелла. Далі порівняти ці значення із самостійно обчисленими значеннями похибок отриманими при обчисленні роботи методом Стюдента. Важливо оцінити також витрати часу на виконання цих двох алгоритмів.

Запропонований метод дає поняття про статистичну обробку даних, визначення похибок прямих та непрямих вимірювань, критичний аналіз отриманих значень фізичних величин та коректне використання ШІ при обробці даних, отже, необхідності постійної перевірки інформації.

ВИКОРИСТАННЯ ЦИФРОВИХ ЛАБОРАТОРІЙ І ВІРТУАЛЬНИХ СИМУЛЯЦІЙ У ПРОЦЕСІ НАВЧАННЯ ФІЗИКИ В СТАРШІЙ ШКОЛІ

Сопітько В.В., магістрантка; Салтиков Д.І., доктор філософії (природничі науки)
Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, Суми, Україна

Сьогодні ми живемо в часи цифрових технологій, які знайшли своє відображення у всіх сферах нашого життя. Сучасний етап розвитку освіти також характеризується активним впровадженням цифрових технологій. Особливо актуально це для викладання фізики в старшій школі. Одним із ефективних напрямів цифровізації є використання цифрових лабораторій і віртуальних симуляцій, які розширюють можливості традиційного експерименту та сприяють глибшому розумінню фізичних явищ. Навчальний експеримент завжди був основою навчання фізики. Його удосконалення тісно пов'язано саме з розвитком цифрових технологій. Цифрові лабораторії дають змогу проводити експерименти з використанням датчиків, вимірювальних пристроїв і спеціального програмного забезпечення. Це забезпечує високу точність вимірювань, автоматизацію обробки результатів та візуалізацію даних у режимі реального часу. Так, наприклад, при вивченні пружинного маятника, з допомогою датчиків можна візуалізувати його коливання на дисплеї планшета чи ноутбука і аналізувати отримані дані, змінюючи жорсткість пружини чи інші параметри. Цифрові лабораторії дають можливість учням спостерігати графіки, аналізувати залежності між фізичними величинами, що значно підвищує наочність і доступність навчального матеріалу. Крім цього, використання цифрових лабораторій формує в учнів навички роботи з сучасним науковим обладнанням, що є важливим компонентом підготовки до життя в сучасних реаліях та до подальшого навчання в закладах вищої освіти. Віртуальні симуляції, у свою чергу, дозволяють моделювати фізичні процеси, які складно або неможливо відтворити в умовах шкільної лабораторії. Це стосується, зокрема, явищ мікросвіту, астрофізичних процесів або небезпечних експериментів. Завдяки інтерактивності таких симуляцій учні можуть змінювати параметри, спостерігати результати й робити висновки, що сприяє розвитку дослідницьких умінь і критичного мислення. Важливо, що такі ресурси доступні онлайн, що забезпечує можливість організації дистанційного та змішаного навчання. На сьогодні найпопулярнішою платформою для викладання фізики є PhET Interactive Simulations. Це безкоштовна освітня платформа, розроблена в Університеті Колорадо (США), яка поряд з іншими, містить інтерактивні симуляції з фізики, які охоплюють механіку, оптику, електрику та магнетизм, хвильові процеси та явища мікросвіту. Вона спеціально створена для навчання через дослідження ("learning by doing"), що робить її особливо цінною для старшої школи. Крім цього вона доступна українською мовою. Віртуальні симуляції не замінюють повністю реальний експеримент, але вони роблять навчання доступнішим, дозволяють відтворювати процеси і явища, які не можна реалізувати в лабораторії та підвищують інтерес учнів до навчання. Поєднання цифрових лабораторій і віртуальних симуляцій створює умови для реалізації діяльнісного підходу в навчанні фізики. Учні стають активними учасниками освітнього процесу, самостійно планують експерименти, висувають гіпотези та перевіряють їх, а учитель їм в цьому допомагає.

Отже, поєднання експериментів, симуляцій і активного навчання є значно ефективнішим за традиційне викладання фізики. А саме використання цифрових лабораторій і віртуальних симуляцій у навчанні фізики в старшій школі підвищує якість освітнього процесу, сприяє формуванню предметних і ключових компетентностей, зокрема інформаційно-цифрової, та відповідає сучасним вимогам до підготовки здобувачів освіти до життя у цифровому суспільстві.

ТРАНСФОРМАЦІЯ ПІДХОДІВ ДО ОФОРМЛЕННЯ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ: ДОСВІД ТА ВИКЛИКИ ВЧИТЕЛЯ ФІЗИКИ

Спартесна А.П. учитель фізики

Нововолинський ліцей №1, м. Нововолинськ, Україна

Реформування загальної середньої освіти в межах концепції «Нова українська школа» висуває нові вимоги до організації природничої освіти, зокрема до проведення навчального експерименту. Одним із ключових викликів для сучасного вчителя фізики є раціональний розподіл часу на уроці: між безпосередньо дослідницькою діяльністю учнів та формальним описом її перебігу.

Традиційне оформлення робіт у зошитах у клітинку поступово трансформується під впливом процесів цифровізації та методичної автономії вчителя. Як зазначають дослідники, використання структурованих інструментів, зокрема робочих зошитів на друкованій основі, дозволяє значно оптимізувати освітній процес [1]. Це корелює з основними положеннями Державного стандарту, де акцент зміщується з відтворення алгоритмів на формування дослідницьких компетентностей [2].

Водночас, вибір формату звітності залишається зоною академічної свободи педагога, що дозволяє адаптувати складність завдань під матеріально-технічне забезпечення кабінету та індивідуальні особливості учнів [3]. У межах даного дослідження було проведено анонімне анкетування професійної спільноти вчителів фізики. Ми проаналізували досвід 357 практикуючих учителів, щоб визначити пріоритетні форми ведення учнівської документації під час виконання лабораторних робіт та їх відповідність принципам академічної свободи вчителя.

Аналіз отриманих даних дозволив класифікувати підходи педагогів до організації практичної частини курсу фізики за такими показниками:

Традиційний підхід (43%, 152 вчителів). Найбільша частка респондентів продовжує використовувати звичайні зошити в клітинку. Це зумовлено відсутністю додаткових фінансових витрат для батьків та спрямованістю на розвиток графічних навичок учнів (самостійне креслення таблиць, побудова графіків «з нуля»).

Використання готових рішень (38%, 136 вчителів). Зошити з друкованою основою залишаються популярним інструментом, що свідчить про запит вчителів на економію часу під час уроку та наявність уніфікованих алгоритмів виконання робіт.

Авторський підхід (12%, 44 вчителів). Учителів розробляють власні інструктивні листки, що демонструє високий рівень адаптації матеріалу під конкретні умови матеріально-технічної бази кабінету.

Варіативний підхід (7%, 25 вчителів) використовують комбінований формат, що вказує на гнучкість методичної системи педагога.

Попри специфіку предмета, 11 респондентів (3%) зазначили, що повністю перейшли на використання PDF-форм (безпаперова технологія), що корелює з цілями цифровізації освіти. Для заповнення учні їх завантажують як на персональний комп'ютер, так і на планшет чи смартфон.

Результати опитування демонструють відсутність домінантного єдиного стандарту, що підтверджує реалізацію права вчителя на академічну свободу. Водночас помітним є тренд на оптимізацію часового ресурсу: понад половина опитаних (57%) частково або повністю відмовилися від традиційного оформлення в зошитах в клітинку на користь структурно-логічних схем (друкованих основ, листків або PDF).

Особливої уваги заслуговує розробка та впровадження авторських дидактичних матеріалів на друкованій основі. Як засвідчило дослідження, 12% педагогів самостійно конструюють інструктивні листки. Це дозволяє максимально адаптувати зміст практичної

частини курсу до наявної матеріально-технічної бази кабінету фізики та реалізувати диференційований підхід.

Виявлений під час опитування запит професійної спільноти на варіативність (19% респондентів) та оптимізацію (38%) став підґрунтям для розробки авторського робочого зошита для лабораторних робіт із фізики. Створення такого зошита стає інструментом реалізації академічної свободи вчителя, забезпечуючи перехід від репродуктивного відтворення алгоритмів пізнавальних дій до активного формування експериментаторської компетентності учнів. Зміст робіт повністю узгоджений із наявною матеріально-технічною базою кабінету, що усуває когнітивний дисонанс учнів при розбіжності між описом у підручнику та реальним обладнанням. Це цілісний дидактичний супровід, що забезпечує перехід від виконання інструкцій за зразком до активної дослідницької діяльності учнів у межах концепції «Нова українська школа». Даний інструмент покликаний розв'язати протиріччя між обмеженим часом уроку та необхідністю глибокого занурення в експериментальну фізику.

Список використаних джерел

- [1] Методичні рекомендації щодо викладання навчальних предметів у закладах загальної середньої освіти у 2025/2026 навчальному році : Лист МОН України від 30.08.2024 р. № 1.1/14706-24.
- [2] Про затвердження Державного стандарту базової середньої освіти : Постанова Кабінету Міністрів України від 30 вересня 2020 р. № 898.
- [3] Закон України «Про освіту» : від 05.09.2017 р. № 2145-VIII (зі змінами).

НОВІ КОНЦЕПЦІЇ ПАЛЬНОГО ДЛЯ ЯДЕРНИХ РЕАКТОРІВ: ВІД МАТЕРІАЛІВ ДО ЗАМКНЕНОГО ПАЛИВНОГО ЦИКЛУ

Стародуб С. С., к.ф.-м.н.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Ні для кого не секрет, що в сучасному світі розвиток ядерної та атомної енергетики не тільки грає важливу роль у зниженні викидів CO₂, але є джерелом дешевої електричної енергії. Разом з цим, ми використовуємо традиційне пальне на основі низькозбагаченого UO₂ з цирконієвими оболонками і з ним виникають одні й ті ж самі проблеми, до яких всі вже звикли: воно не достатньо стійке до аварій, має низький рівень вигорання і залишає великі обсяги відпрацьованого радіотоксичного матеріалу [1].

Для подолання всіх цих недоліків, фізики, дослідники, інженери розробляють нові концепції ядерного пального, використовуючи сучасні підходи в матеріалознавстві та експериментуючи з варіаціями самого паливного циклу. До таких концепцій входить аварійностійке пальне (ATF - Accident Tolerant Fuel), що базується на високощільних матрицях і вдосконалених оболонках [2]. Пальне на основі високопробного низькозбагаченого урану (HALEU - High-Assay Low-Enriched Uranium), яке розробляють спеціально для перспективних нових реакторів і малих модульних реакторів (SMR) [3]. Нові покоління MOX (mixed oxide) пального і цикли з плутонієм-торієм [4]. TRISO (tri-structural isotropic), пальне, яке підходить для високотемпературних та інноваційних реакторних систем [5].

Зробимо стислий огляд актуальних напрямків розвитку ядерного пального за останні п'ять років та спробуємо спрогнозувати подальше впровадження сучасних винаходів.

Почнемо з ATF, розробка якого спрямована на підвищення безпеки реакторів на легкій воді. Для цього поєднують високощільні паливні матриці (наприклад, U₃Si₂, UN) з оболонками на основі FeCrAl сплавів, SiC/SiC композитів або цирконієвих сплавів із захисним Cr покриттям. Такий набір матеріалів дозволяє очікувати зниження робочої температури пального, покращення вигорання та підвищення стійкості системи в аварійних ситуаціях у порівнянні з класичною системою UO₂-Zr.

HALEU містить від п'яти до 19,75 відсотків урану 235, це відкриває нові перспективи для різноманітних, сучасних, малих модульних реакторних систем. А саме, можна очікувати забезпечення більш компактних активних зон, довші паливні кампанії і кращу експлуатаційну гнучкість.

Нові розробки MOX базуються на змішаних оксидах урану, торію та мінорних актиноідів (за певних умов). Це розширює можливості переробки (рециклінгу) відпрацьованого пального і допомагає впроваджувати нові стратегії для скорочення довгострокової радіотоксичності відходів.

Торієві цикли, особливо з ThO₂ та змішаними оксидами (Th, U)O₂, цікаві тим, що дозволяють ефективно використовувати значні світові ресурси торію. Це альтернативний шлях для замкнення паливного циклу, що важливий перш за все для високотемпературних і важководних реакторних систем.

TRISO – це паливні ядра, укладені багаточасовими керамічними оболонками та іммобілізовані у графітовій матриці. Така структура забезпечує дуже високий рівень утримання радіонуклідів і розглядається як інтегрована система контейнування для високотемпературних газоохолоджуваних і сольових реакторів.

Треба підкреслити, більшість теплових реакторів ще працює на стандартному низькозбагаченому урановому діоксидному паливі з цирконієвими оболонками, а нові концепції переважно перебувають на етапі досліджень чи демонстраційних проєктів і говорити про повноцінне впровадження ще зарано. Сьогодні ATF тестують окремими паливними стрижнями або невеликими збірками в PWR та BWR. Комерційної інтеграції поки що не відбувається.

МОХ застосовують у деяких теплових і швидких реакторах у рамках програм замикання паливного циклу, але його використання поки обмежене.

TRISO вже активно використовують у високотемпературних реакторах (наприклад HTR-PM), а також у дослідницьких установах. HALEU та торієві цикли наразі проходять стадії експерименту і пілотних досліджень.

Найближчі роки нас очікує розширення програм тестування ATF у легководних реакторах, перехід від стрижнів до повних тепловиділяючих збірок і подальша комерціалізація найефективніших матриць і оболонок. Паралельно буде розвиватися інфраструктура для виробництва HALEU. Очікуємо на модернізацію збагачувальних потужностей, на вдосконалення технологій конверсії, на нові методи виготовлення паливних елементів і розвиток логістики для запуску малих модульних сучасних реакторів.

МОХ, торієві цикли і TRISO залишаються корисними для спеціалізованих програм замикання паливного циклу та демонстраційних установок. Але основний попит на нові типи пального, ймовірно, буде йти саме за рахунок впровадження ATF і HALEU в існуючих та нових енергоблоках.

Список використаних джерел

- [1] B. M. T. C. Peluzo and E. Kraka, "Uranium: The nuclear fuel cycle and beyond," *Int. J. Mol. Sci.*, vol. 23, no. 9, Apr. 2022, Art. no. 4655, doi: 10.3390/ijms23094655.
- [2] Y. Li, E. You, T. Wang, D. Xing, J. Xu, and H. Zhang, "Developments, challenges and prospects in thermal-hydraulic research on accident tolerant fuel," *Heliyon*, vol. 10, no. 19, Oct. 2024, Art. no. e38999, doi: 10.1016/j.heliyon.2024.e38999.
- [3] A. M. Bachmann, R. Fairhurst-Agosta, Z. Richter, N. Ryan, and M. Munk, "Enrichment dynamics for advanced reactor HALEU support," *EPJ Nuclear Sci. Technol.*, vol. 7, Dec. 2021, Art. no. 22, doi: 10.1051/epjn/2021021.
- [4] T. Li, F. Liu, Z. Jia, F. Luo, T. Yan, and W. Zheng, "Dissolution of mixed oxide(MOX) fuel in nitric acid: A review," *Heliyon*, vol. 10, no. 6, Mar. 2024, Art. no. e27502, doi: 10.1016/j.heliyon.2024.e27502.
- [5] H. Gadey et al., "Options for managing spent TRi-structural ISOtropic nuclear fuel," 2024, *arXiv:2403.18849*.

ДОСЛІДЖЕННЯ ДИНАМІКИ ХВИЛЬ ІОНІЗАЦІЇ У ПОВІТРІ У СТРИМЕРНОМУ РОЗРЯДІ ПРИ АТМОСФЕРНОМУ ТИСКУ

Таран Г.В. к.т.н., с.д., зав. від.; Остроушко В.М., к.ф.-м.н. н.с.; Кадолін Б.Б., м.н.с.; Єгоров М.О., зам.нач.від.

ННЦ "Харківський Фізико-Технічний Інститут" НАН України, Харків, Україна

Хвилі електричного потенціалу, що іонізують повітря, по мірі просування через розрядний проміжок, спостерігаються у стримерній формі позитивної корони. Стримери являють собою тонкі іонізовані канали, які були створені у результаті руху у розрядному проміжку хвилі іонізації від аноду у напрямку катода. У роботі проведені оцінки геометричних параметрів хвилі іонізації, швидкості її руху, густини плазми, що лишається після проходження хвилі. Оцінки зроблені у припущенні, що переважна частина падіння потенціалу між анодом та катодом припадає на проміжок між верхівкою стримера та катодом. Напруженість E_i електричного поля у зоні інтенсивної іонізації перед верхівкою стримера оцінюється співвідношенням $E_i \sim (f_E r_s)^{-1} U_0$. Голівка стримеру утворюється із позитивних іонів після проходження електронних лавин завдяки іонізації електронним ударом та поляризаційного зміщення заряду. Електронна лавина припиняє свій розвиток тоді, коли за час порядку характерного часу між послідовними іонізаціями, які здійснюються одним електроном, відбувається релаксаційне переміщення значної кількості електронів, зі зменшенням напруженості поля до таких значень, при яких іонізація практично припиняється. Характерний час такого зміщення заряду (яке називають в'язко-пружною релаксацією, Maxwell relaxation) визначається рівнянням $t_M = \varepsilon(e_0 n_e \mu_e)^{-1}$. Із вимоги $t_i \sim t_M$, де t_i час між послідовними актами іонізації, виходить співвідношення $n_e \sim e_0^{-1} \alpha_i E_i$, яке пов'язує густину електронів за верхівкою (у каналі стримера) з напруженістю поля перед верхівкою. Якщо підставити $\mu_e = 400 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$, $\alpha_i = 2000 \text{ см}^{-1}$, $E_i = 200 \text{ кВ / см}$, отримано $t_i \sim 6 \cdot 10^{-12} \text{ с}$, $n_e \sim 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Швидкість v_s стримера, як хвилі іонізації визначається часом розвитку процесу іонізації перед верхівкою стримера на відстані порядку r_s від верхівки, $v_s \sim (A_i t_i)^{-1} r_s$, де A_i — кількість послідовних актів іонізації. Співвідношення, $v_s \sim (A_i t_i)^{-1} r_s$, $t_i \sim (\alpha_i \mu_e E_i)^{-1}$ та $r_s \sim A_i / \alpha_i$, дають співвідношення $v_s \sim \mu_e E_i$. Якщо підставити $\alpha_{i \min} = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, $E_{i \min} = 200 \text{ кВ / см}$, отримано $r_{s \min} \sim 10^{-2} \text{ см}$, $v_{s \min} \sim 8 \cdot 10^7 \text{ см / с}$, $U_{0 \min} \sim 6 \text{ кВ}$.

Експериментальне дослідження руху хвилі іонізації проведено за допомогою вимірювання просторово-часових параметрів випромінювання головки стримеру та зіставленні їх із електродинамічними характеристиками розряду. Просторово-часові характеристики випромінювання отримано шляхом фіксації випромінювання з відокремлених ділянок розрядного проміжку у 1мм за допомогою щілин. У ході експериментів досліджено стримери, швидкість яких зменшувалась по мірі руху через розрядний проміжок, та згодом їх рух зупинявся на деякій відстані від катода. Також досліджені стримери, швидкість яких лишалась постійною або зростала. Такі стримери перекривали весь розрядний проміжок та створювали електропровідний канал між анодом та катодом. У цьому випадку, у більшості випадків спостерігалось утворення катодного шару, але фіксувалися випадки, коли катодний шар не утворювався. У випадку створення катодного шару спостерігався рух вторинного стримеру від аноду у напрямку до катода. Якщо швидкість руху вторинного стримеру зменшувалась, то він зупинявся на деякій відстані від катода. Якщо вторинний стример наближався до катода безпосередньо, стримерний розряд переходив в іскровий. Експериментальні вимірювання швидкості руху хвилі іонізації підтвердили теоретичні оцінки.

Список використаних джерел.

[1] R.S. Sigmond. The residual streamer channel: Return strokes and secondary streamers. *J. Appl. Phys.* 1984, v. 56, № 5, p. 1355-1370.

- [2] F. Grange, N. Soulem, J.F. Loiseau, N. Spyrou. Numerical and experimental determination of ionizing front velocity v Phys. D. Applied Physics. 1993, p. 205-230.
- [3] А.А. Бруєв, В.І. Голота, Л.М. Завада та ін. Нестационарна стадія тліючого розряду при позитивній полярності атмосферного тиску. Питання атомної науки та техніки. Серія «Ядерно-фізичні дослідження». 2000, № 1, с. 50.

МОДИФІКОВАНІ ГІБРИДНІ МЕДІАННІ ФІЛЬТРИ

Тулякова Н.О., к.т.н., н.с.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Розробка ефективних схем видалення шуму актуальна в багатьох сферах цифрової обробки зображень. Шум може виникати під час реєстрації, передачі, зберігання та відновлення зображення. Якщо шумом реєстрації в разі використання високоякісних сенсорів можна знехтувати, то шум трансмісії є доволі суттєвим. Внаслідок обмеженості смуги частот, що пропускається каналом передачі, контури на зображенні стають розмитими, а сигнал спотворюється адитивним гаусівським білим шумом. Якщо дисперсія шуму значна і призводить до виходу амплітуди сигналу за межі динамічного діапазону, виникають викиди, що можуть набувати максимального або мінімального значення, а на зображенні пошкоджені пікселі виглядають як білі та чорні точки (імпульсний шум «сіль та перець»). Також появу викидів можуть спричинювати помилки оцифрування та ін.

Популярність нелінійних фільтрів на порядкових статистиках, зокрема медіанного фільтра, пов'язана зі забезпеченням робастного (стійкого до викидів) згладжування даних та збереження контурів на зображенні. Гібридні медіанні фільтри (ГМФ) мають покращенні порівняно з медіанним фільтром (МФ) властивості: значно ефективніше видаляють імпульсний шум, краще зберігають краї та кути об'єктів, тонкі лінії та текстуру зображення. У алгоритмі ГМФ застосовується медіанна операція до субапертур з наборами пікселів, розташованими в горизонтально-вертикальному та діагональних напрямках навколо центрального елемента, тобто у формі «+» та «×» відповідно. Далі, береться медіана трьох елементів: вихідних значень хрестоподібних субапертур та значення центрального пікселя вікна [1] (позначимо як ГМФ1) або медіани всіх пікселів вікна (ГМФ2) [2].

Запропоновано метод фільтрації двовимірних зображень, що полягає в поданні матриці пікселів у вікні (масці) фільтра як послідовностей векторів у горизонтальному, вертикальному та діагональних напрямках та застосуванні векторної нелінійної фільтрації для отримання вихідних векторів у зазначених орієнтаціях [3]. Під час руху вікна вздовж зображення значення компонент вихідних векторів накопичуються як оцінки пікселів відповідно до їхніх координат на зображенні. За отриманими для кожного пікселя зображення масивами оцінок визначаються усереднені значення, що будуть значеннями пікселів вихідного зображення. Даний метод забезпечує переваги векторної нелінійної фільтрації та додаткове придушення випадкового шуму внаслідок усереднення оцінок, при цьому не потребується налаштування параметрів та не використовується апріорна інформація, яка на практиці може бути невідомою. Векторні нелінійні фільтри, застосовані описаним способом, можуть використовуватися в структурі комбінованих [3], адаптивних та багатоетапних алгоритмів.

Пропонується в алгоритмі ГМФ до множини, що складається з медіанних елементів «+» та «×» субапертур, медіанного елемента вікна та центрального пікселя вхідного зображення, додати оцінки, отримані з використанням векторної нелінійної фільтрації у горизонтальному та вертикальному напрямках. У першій модифікації (позначимо як МГМФ1) застосована векторна медіанна фільтрація [4], а в другій (МГМФ2) – сигнально-залежне зважене усереднення векторів [5].

У табл. 1-2 наведено оцінки ефективності досліджуваних нелінійних фільтрів з розміром вікна 5×5 , отримані для КТ-зображення мозку (з бази даних www.kaggle.com) за різного рівня адитивного гаусівського шуму та наявності імпульсних завад типу «сіль та перець» за трьома критеріями: пікове співвідношення сигнал/шум (PSNR), ступінь збереження контурів (α) і універсальний індекс якості (Q). Приклад застосування ГМФ1 та МГМФ1 для зображення з адитивним гаусівським шумом та імпульсними завадами типу «сіль та перець» наведені на рис.1. Як бачимо, ефективність придушення шуму та робастність (стійкість до викидів) покращилися внаслідок запропонованої модифікації.

Таблиця 1

Оцінки ефективності фільтрації за умов впливу адитивного гаусівського шуму

Фільтр, 5×5	20			25			30			35		
	PSNR	α	Q	PSNR	α	Q	PSNR	α	Q	PSNR	α	Q
МФ	21,62	0,566	0,9612	20,94	0,539	0,9535	20,17	0,502	0,9432	19,43	0,468	0,9315
ГМФ1	23,20	0,686	0,9731	21,94	0,623	0,9636	20,78	0,559	0,9515	19,72	0,495	0,9372
ГМФ2	22,16	0,651	0,9658	21,35	0,618	0,9578	20,46	0,569	0,9469	19,62	0,523	0,9348
МГМФ1	23,44	0,726	0,9746	22,22	0,669	0,9659	21,09	0,612	0,9548	20,05	0,554	0,9418
МГМФ2	23,42	0,740	0,9743	22,21	0,684	0,9655	21,07	0,624	0,9543	20,04	0,568	0,9413

Таблиця 2

Оцінки ефективності фільтрації за умов різної ймовірності викидів типу «сіль та перець»

Фільтр, 5×5	0,003			0,01			0,05			0,1		
	PSNR	α	Q	PSNR	α	Q	PSNR	α	Q	PSNR	α	Q
МФ	23,28	0,622	0,9757	23,25	0,619	0,9753	22,96	0,582	0,9742	22,63	0,543	0,9721
ГМФ1	27,68	0,858	0,9918	27,57	0,850	0,9917	26,30	0,771	0,9881	25,04	0,681	0,9843
ГМФ2	24,34	0,731	0,9807	24,33	0,729	0,9807	23,92	0,686	0,9795	23,51	0,632	0,9774
МГМФ1	27,77	0,879	0,9920	27,67	0,873	0,9918	26,56	0,810	0,9890	25,50	0,736	0,9858
МГМФ2	27,64	0,881	0,9917	27,54	0,876	0,9916	26,50	0,817	0,9889	25,41	0,738	0,9852

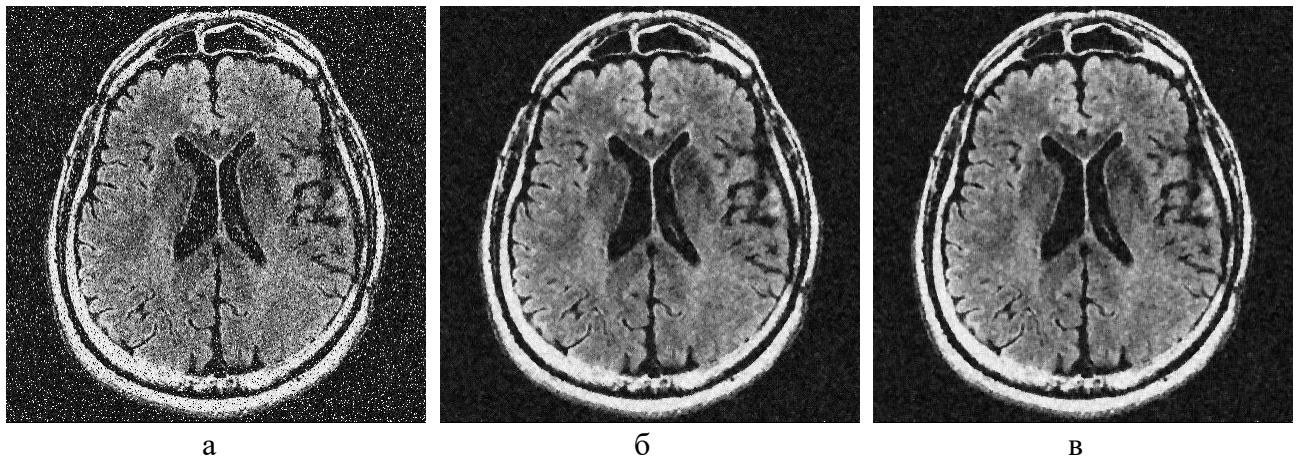


Рис.1. Приклад фільтрації: а — вхідне зображення з адитивним гаусівським шумом (стандартне відхилення $\sigma=35$) та імпульсним шумом «сіль та перець» (ймовірність викидів $P_{sp}=0,1$); б — зображення на виході ГМФ (показники ефективності: PSNR=19,03; $\alpha=0,415$; Q=0,9266); в — зображення на виході модифікованого варіанта МГМФ1 (показники ефективності: PSNR=19,48; $\alpha=0,472$; Q=0,9335)

Список використаних джерел

- [1] Sreejith S., Nayak J. Study of hybrid median filter for the removal of various noises in digital image. *Journal of Physics: Conference Series*. 2020. Vol. 1706: 012079.
- [2] Lee Y. Performance analysis of improved hybrid median filter applied to X-ray computed tomography images obtained with high-resolution photon-counting CZT detector: A pilot study. *Nuclear Engineering and Technology*. 2022. Vol. 54, N 9. P. 3380-3389.
- [3] Тулякова Н.О., Трофимчук О.М. Алгоритми з використанням векторної нелінійної фільтрації для обробки двовимірних комп'ютерних томографічних зображень. *Міжнародний науково-технічний журнал "Проблеми керування та інформатики"*. 2026. № 2.
- [4] Astola J., Naavisto P., Neuvo Y. Vector median filters. *Proceedings of the IEEE*. 1990. Vol. 78, N 4. P. 678-689.
- [5] Data dependent weighted averages for recording of evoked potential signals / A. Bezerianos, N. Laskaris, S. Fotopoulos, P. Papathanasopoulos. *Electroencephalography and Clinical Neurophysiology/ Evoked Potentials Section*. 1995. Vol. 96, N 5. P. 468-471.

ВИКОРИСТАННЯ МАТЕМАТИЧНОГО ТА КОМП'ЮТЕРНОГО МОДЕЛЮВАННЯ У НАВЧАННІ ФІЗИКИ

Філіпович Є. В.¹, магістрант; Дяденчук А.Ф.¹, к.т.н, доц.

¹ Таврійський державний агротехнологічний університет імені Дмитра Моторного, Запоріжжя, Україна

Сучасна фізична освіта потребує інструментів, що поєднують теорію з практичним аналізом реальних процесів, зокрема через математичне та комп'ютерне моделювання. Воно дає змогу досліджувати явища у віртуальному середовищі, змінювати параметри, аналізувати результати та робить навчання більш наочним й інтерактивним, а також дозволяє відтворювати складні процеси, виконувати розрахунки, створювати симуляції та посилювати міжпредметні зв'язки [1].

У дослідженнях моделювання розглядається як потужний засіб пізнання, що інтегрує знання з різних дисциплін та сприяє формуванню цілісного світогляду [2]. Використання комп'ютерних технологій (середовищ MS Excel, Wolfram Mathematica, COMSOL Multiphysics, ANSYS тощо) дозволяє поглибити теоретичну базу знань та диференціювати навчання відповідно до здібностей здобувачів освіти [3]. Окремі ніші при вивченні фізики займають інтерактивні симуляції PhET та генеративний ШІ. Однак стосовно останнього більшість науковців схиляються до думки, що ШІ часто використовується як інструмент для отримання готових відповідей, що може зашкодити засвоєнню фундаментальних навичок. У свою чергу, математичне моделювання в курсі фізики виступає засобом реалізації міжпредметних зв'язків, поєднуючи теорію з практикою в інженерних та природничих науках [4]. Одним із провідних математичних середовищ, яке дозволяє реалізувати розробку та дослідження моделей реальних об'єктів, явищ і фізичних процесів, є Matlab [5].

Метою дослідження є обґрунтування педагогічної ефективності використання навчальних задач з математичного та комп'ютерного моделювання (на прикладі Matlab) для формування математичної та цифрової компетентностей здобувачів освіти.

Вибір Matlab як інструменту моделювання обумовлений його високою обчислювальною потужністю та наявністю спеціалізованих пакетів, що дозволяють візуалізувати динамічні системи без глибокого знання синтаксису програмування на початкових етапах [5].

Впровадження методики моделювання в освітній процес передбачає послідовну трансформацію освітньої діяльності (рис. 1).

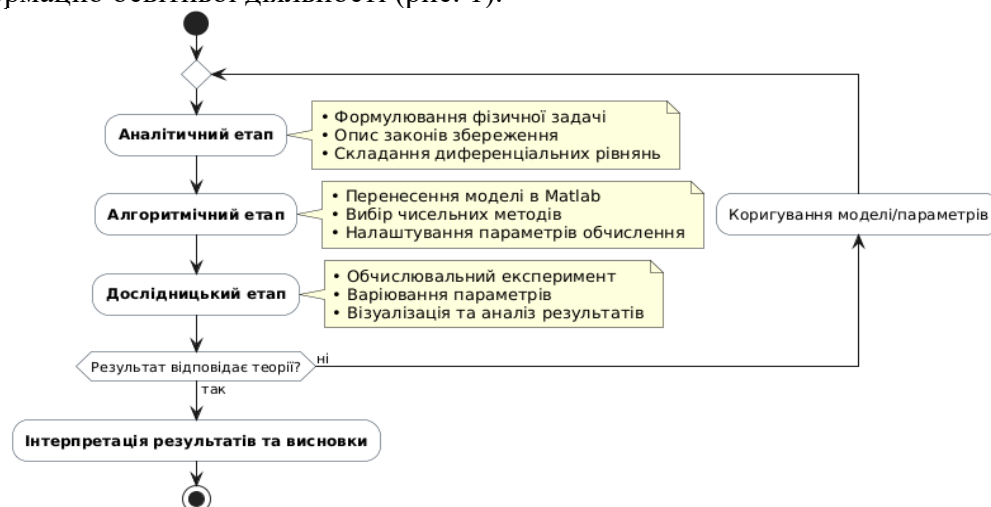


Рис. 1. Методологія моделювання у Matlab

Комп'ютерне моделювання допомагає поєднати абстрактну теорію з реальною інженерною практикою, адже дає змогу побачити явища, які неможливо спостерігати у

звичайній навчальній лабораторії, розвиває критичне мислення завдяки необхідності самому вибудувати алгоритм розв'язання задачі, а не просто отримувати готовий результат, і формує цифрові навички, оскільки студенти працюють з інструментами, що є стандартом у сучасних наукових центрах та інженерних компаніях.

Упродовж I семестру 2025-2026 н.р. здобувачами вищої освіти спеціальності G3 «Електрична інженерія» в межах курсу «Фізика» було розглянуто ряд задач, які вимагали використання Matlab. Однією з таких задач була модель теплопровідності, яка передбачала повний цикл навчального моделювання.

Під час виконання завдання студенти формулювали фізичну модель явища, визначали відсутні в умові теплофізичні параметри матеріалу, типи граничних умов і характер процесу

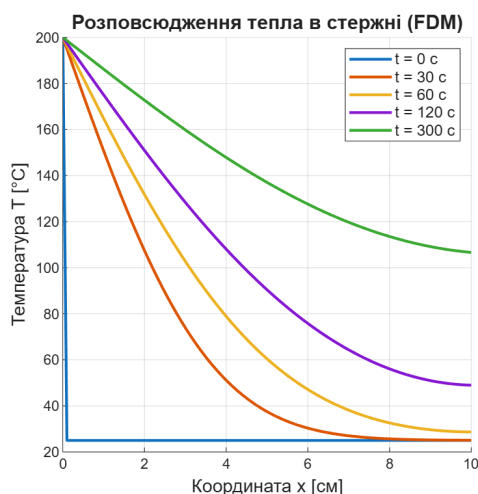


Рис. 2. Температурні профілі стержня, отримані в результаті чисельного моделювання у Matlab

теплопровідності. Далі вони записували математичний опис задачі та обирали відповідну чисельну схему. На наступному етапі здобувачі реалізовували модель у програмному середовищі Matlab (рис. 2), а завершальним кроком був аналіз отриманих результатів і формулювання висновків щодо їх фізичного змісту.

Педагогічна ефективність використання Matlab у вивченні фізики за даним підходом, на нашу думку, полягає саме в переході від репродуктивного засвоєння знань до продуктивної діяльності. У цьому процесі математичне моделювання виступає з'єднувальною ланкою, через яку формується симбіоз математичних та інформатичних знань, що органічно інтегруються у фізику і підсилюють одне одного.

Список використаних джерел

[1] А. Ф. Дяденчук і В. В. Шквиря, «Формування інформаційно-математичної компетентності здобувачів вищої освіти в загальному курсі фізики», *Інженерні та освітні технології*, т. 10, № 1, с. 30-41, 2022.

[2] П. В. Басистий, Ю. Г. Бачинський і В. Ю. Габрусев, «Використання методу моделювання у процесі навчання фізики», у *Сучасні інформаційні технології та інноваційні методики навчання: досвід, тенденції, перспективи*, Матеріали IV Міжнар. наук.-практ. інтернет-конф., Тернопіль, 30 квіт. 2020 р., с. 98-102, 2020.

[3] В. А. Гикава, «Розробка програмної системи для математичного моделювання процесів дифузії у багатозарових зразках з використанням мови програмування Wolfram Mathematica», бакалаврська робота, спец. 121, Тернопільський національний технічний університет імені Івана Пулюя, Тернопіль, Україна, 2025.

[4] Л. В. Ісичко, «Використання математичного моделювання у навчанні фізики студентів вищих навчальних закладів», дис. канд. пед. наук, 13.00.02, Київ, Україна, 2012.

[5] Д. Г. Одновол і А. Ф. Дяденчук, «Моделювання електромагнітних хвиль у Matlab як інструмент розвитку технічного мислення студентів», *Інженерні та освітні технології*, т. 13, № 2, с. 7-17, 2025. doi: 10.32782/2307-9770.2025.13.02.01.

МОДЕЛЮВАННЯ ЕВОЛЮЦІЇ МІКРОСТРУКТУРИ СПЛАВІВ Fe–Cr–Al ПІД ДІЄЮ НЕЙТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ

Харченко Д. О., проф., д.ф.-м.н.; Харченко В. О., проф., д.ф.-м.н.;
асп. Лисенко Б. О.

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

У цьому дослідженні ми розглянули типові мікроструктурні трансформації, пов'язані як із фазовим розпадом, так і зі сценаріями композиційного структурування у системах $FeCrAl$ під дією нейтронного опромінення. Процедура моделювання базується на комбінованому використанні методології CALPHAD, узгодженої з теоріями фазового поля та швидкості реакцій, із врахуванням атомного баллістичного перемішування, спричиненого опроміненням. Такий узагальнений гібридний підхід використано для глибшого розуміння формування виділень, збагачених хромом, а також перерозподілу точкових дефектів у об'ємі шляхом розгляду еволюції дислокаційних петель міжвузлового типу.

Використовуючи лінійний аналіз стійкості відповідної моделі Гілліарда для складу сплаву, було обговорено три можливі сценарії радіаційно-індукованих мікроструктурних трансформацій. Отримано відповідні діаграми стійкості, які визначають області основних параметрів опромінення, що керують переходами між макроскопічним фазовим розділенням, композиційним структуруванням та твердим розчином, для модельного сплаву $Fe - 30\%Cr - 5\%Al$. Структура отриманих фазових діаграм добре узгоджується з результатами, наведеними у попередніх дослідженнях опромінених систем [1–3].

Симуляції радіаційно-індукованих трансформацій були проведені за типовими умовами нейтронного опромінення для двох типів зразків:

- 1) із початковою відпаленою мікроструктурою з уже сформованими виділеннями;
- 2) повністю розупорядкованих (твердий розчин);

Результати, передбачені лінійним аналізом стійкості, підтвердилися. Показано, що під час фазового розпаду під дією опромінення початково розупорядкована система зазнає фазового розділення з утворенням та ростом α' -виділень розміром до 3.5 нм при дозах 3 фпа зі зменшенням їхньої густини. Ці виділення містять близько 82% хрому. Стабільні сферичні виділення хрому малого розміру (до 1 нм) виникають під час композиційного структурування та містять до 78% хрому.

Симуляції стійкості попередньо опроміненої мікроструктури показали, що радіаційно-підсилений фазовий розпад призводить до утворення більших виділень (до 4.5 нм у розмірі) порівняно з початково сформованими при відпалі, зі зменшенням їхньої густини до $\sim 0.5 \times 10^{24} \text{м}^{-3}$ при дозі 3 фпа.

Сценарій композиційного структурування пов'язаний із повною трансформацією мікроструктури: розчиненням виділень у відпаленій мікроструктурі при надзвичайно малих дозах поблизу міжфазних меж та утворенням нових у матриці зі зростанням дози. Виділення несферичної форми мають середній розмір до ~ 2 нм із повільно

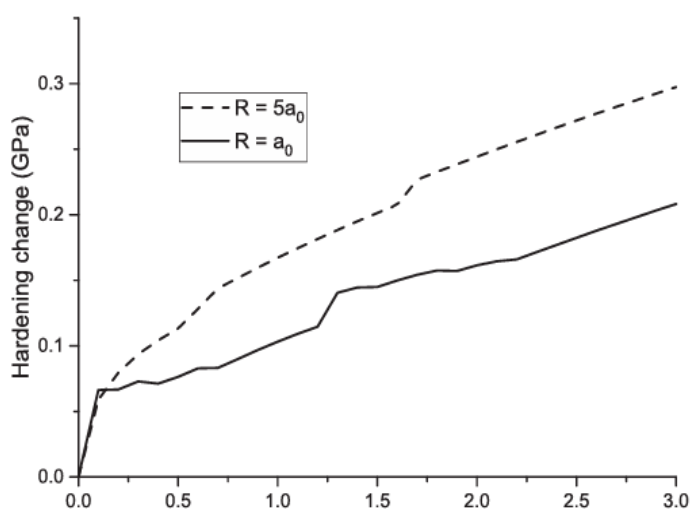


Рис. 1 Зміцнення, спричинене осадами, що розвивалися за різних умов (під час фазового розкладання та формування структури з різних початкових мікроструктур) та петель дислокацій.

зростаючою густиною до $(2.5 \times 10^{24}, \text{м}^{-3})$. Отримані дані щодо розміру виділень, їхньої густини та вмісту Cr при відповідних умовах опромінення добре узгоджуються з експериментальними спостереженнями [4]. Виявлено, що міжвузлові атоми концентруються переважно всередині α' -виділень у ділянках із великою кривизною. Висока концентрація нерівноважних вакансій спостерігається у матричній фазі з локалізацією між виділеннями.

Використовуючи статистичні дані для характеристик виділень та дислокаційних петель (розмір петель ~ 30 нм для $\langle 111 \rangle$ та ~ 50 нм для $\langle 100 \rangle$ при густинах $\sim (10^{21}, \text{м}^{-3})$ та $\sim (10^{20}, \text{м}^{-3})$ відповідно), було оцінено зміну зміцнення під час опромінення. Виявлено, що зміцнення є більшим для системи, яка демонструє композиційне структурування, порівняно з випадком фазового розпаду. Отримані результати для статистичних характеристик дислокаційних петель та зміцнення добре узгоджуються з експериментальними даними [4].

Список використаних джерел

- [1] Martin G 1984 Phys. Rev. B 30 1424
- [2] Vaks V and Kamysenko V 1993 Phys. Lett. A 177 269–74
- [3] Matsumura S, Tanaka Y, Müller S and Abromeit C 1996 J. Nucl. Mater. 239 42–9
- [4] Field K G, Hu X, Littrell K C, Yamamoto Y and Snead L L 2015 J. Nucl. Mater. 465 746–55

АНАЛІТИЧНИЙ ПІДХІД ДО КІНЕТОСТАТИЧНОГО АНАЛІЗУ ПЛОСКИХ МЕХАНІЗМІВ ІІ КЛАСУ ЗА АРТОБОЛЕВСЬКИМ

**Хорошев К. Г.¹, к.ф.-м.н., доц. Дученко К. О.², студ.,
Кикоть С. В.¹, к.ф.-м.н., доц., Васільєва В. О.³, к.ф.м.н.**

¹ *КПІ ім. Ігоря Сікорського, Київ, Україна*

² *Мюнхенський технічний університет, Мюнхен, Німеччина*

³ *Незалежний дослідник, Київ, Україна*

Головна вимога сучасних систем автоматизованого проектування (САПР) до математичних методів дослідження динаміки плоских механізмів полягає в тому, щоб методи були модульними. Єдиним технологічно розвинутим та впровадженим підходом, що має властивість модульності, є динаміка багатокомпонентних систем (Multibody Dynamics), де механізм в процесі автоматизованого розрахунку розбивається на окремі модулі, в якості яких виступають ланки механізму. Очевидна вада такого підходу полягає у необхідності великих обчислювальних потужностей для розрахунку механізмів зі значною кількістю ланок.

В теорії механізмів і машин [1] розвинутий структурний аналіз плоских механізмів, заснований на класифікації Артоболевського, який дозволяє зменшити кількість обчислювальних модулів, за які під час розрахунку беруться не окремі ланки, а структурні групи. Під структурною групою будемо розуміти кінематичний ланцюг з нульовим ступенем свободи. Однак для можливості впровадження даної методики необхідно розробити повний спектр алгоритмів для кінематичного, кінетостатичного та динамічного аналізів всіх можливих структурних груп певного класу. На сьогодні плоскі механізми ІІ класу за класифікацією Артоболевського повністю забезпечені методикою кінематичного аналізу, що має модульний характер, де за модулі беруться механізми І класу та структурні групи ІІ класу. Кінетостатичне дослідження цього класу механізмів досі залишалось обмеженим графо-аналітичними методами [1].

У роботі [2] представлено аналітичний метод кінетостатичного аналізу структурних груп ІІ класу, що дозволяє уніфіковано застосувати модульний підхід до всього ІІ класу механізмів. Запропонований метод охоплює всі п'ять типів структурних груп ІІ класу і базується на використанні виключно інструментарію векторної алгебри. В основу підходу взято рівняння кінетостатики у загальному векторному вигляді. Метод передбачає наявність проведеного повного кінематичного розрахунку, тому план положень, а також швидкості та пришвидшення всіх точок і ланок є відомими величинами.

На відміну від проєкційних схем, що можуть бути також розвинені, розроблений підхід не залежить від необхідності визначення кутів повороту ланок. Це дозволяє суттєво спростити програмний код, оскільки векторно-алгебраїчні операції природно впроваджені в алгоритмічні мови програмування. Запропоновані розрахункові схеми можуть бути безпосередньо інтегровані в САПР як стандартні модулі для аналізу плоских механізмів ІІ класу. Одержаний результат доповнює цілісний уніфікований математичний апарат розрахунку плоских механізмів ІІ класу.

Список використаних джерел

- [1] Я. Т. Кіницький, Теорія механізмів і машин, К.: Наукова думка, 2002.
[2] К. Khoroshev, K. Duchenko, K., & S. Kykot, «Kinetostatic analysis of Assur dyads» Bulletin of Taras Shevchenko National University of Kyiv. Physics and Mathematics, Vol. 80, No 1, p. 83-88, 2025.

STEM-ІНТЕГРАЦІЯ ЯК ЗАСІБ ПІДВИЩЕННЯ ПІЗНАВАЛЬНОГО ІНТЕРЕСУ ШКОЛЯРІВ ДО ФІЗИКИ

Цикало П.Р., студент, Школа О.В., д.пед.н., професор
Бердянський державний педагогічний університет

Характерною ознакою сучасної природничої освіти є реалізація особистісно орієнтованого, діяльнісного та компетентнісного підходів, що передбачають орієнтацію освітнього процесу не просто на передачу знань, а розуміння їх особистісної значущості, формування здатності практичного застосування, врахування не просто широти та енциклопедичності знань, а «міри включення» учнів у практичну діяльність. В умовах стрімкого розвитку технологій, автоматизації виробництва та глобальних викликів сучасності затребуваними стають фахівці, здатні мислити критично, діяти творчо та працювати у міждисциплінарному контексті. Саме тому STEM-освіта, що об'єднує природничі науки, технології, інженерію та математику в єдиний навчальний простір, стає не данністю моди, а педагогічною необхідністю. І фізика як фундаментальна наука про природу у цій системі посідає особливе місце – вона є фундаментом, інтеграційною основою міждисциплінарного навчального пізнання.

Жодна фізична теорія не існує без математики. Формула другого закону Ньютона – не просте математичне співвідношення, а модель, що поєднує кінематичні і динамічні характеристики механічного руху і взаємодії тіл та дозволяє описувати механізм перебігу широкого кола механічних явищ і процесів. Закон всесвітнього тяжіння Ньютона, рівняння Максвелла для електромагнітного поля, формула де Бройля про корпускулярно-хвильовий дуалізм матерії – усі вони є математичними конструкціями, які описують реальні явища з вражаючою точністю. Водночас фізика надає математичним співвідношенням живого змісту. Диференціальне числення стає зрозумілішим, коли учень обчислює миттєву швидкість тіла, що рівноприскорено рухається. Тригонометричні функції перестають бути абстракцією коли учень аналізує коливання математичного або пружинного маятника, розкладає вектори швидкості, імпульсу або сили на складові. Такий взаємозв'язок підвищує інтерес учнів до обох дисциплін і формує справжнє аналітичне мислення [2].

Комп'ютерне моделювання відкрило перед фізикою принципово нові горизонти. Учні можуть у режимі реального часу спостерігати за механічним рухом і взаємодією тіл із змінною гравітацією, поведінкою газу з тисячами молекул, досліджувати електричне поле навколо різних конфігурацій зарядів, візуалізувати явища інтерференції і дифракції світла, будову атома та спектри випромінювання, моделювати рух планет Сонячної системи – досліди, які важко або неможливо відтворити на шкільному столі. Такі середовища, як **PhET Interactive Simulations**, дозволяють варіювати параметри і спостерігати наслідки: що станеться з траєкторією тіла, кинутого під кутом до горизонту, із збільшення вдвічі початкової швидкості? Якою стане картина електростатичного поля із зміною конфігурації зарядів? Як зміниться спектр випромінювання із збільшенням температури тіла? Отримання та обробка результатів реального фізичного експерименту (зняття показань із цифрових датчиків, побудова графіків залежностей, аналіз похибок вимірювань) формує навички роботи учнів з експериментальними даними як невід'ємного компоненту їх предметної компетентності та є базовими в сучасному цифровому суспільстві. Така інтеграція сприяє формуванню й розвитку цифрової грамотності учнів (пошук, опрацювання, критичний аналіз, систематизація й узагальнення, зберігання, презентація та поширення інформації з різних джерел), що є сьогодні надзвичайно важливим у суспільному житті та професійній діяльності будь-якого фахівця.

Очевидно, що природничі науки не існують окремо, а постійно перетинаються, Молекулярна фізика і хімія описують одні й ті самі явища різною мовою: дифузію, агрегатні стани речовини, теплові ефекти реакцій. Закони термодинаміки однаково керують і роботою

парової турбіни, і перебігом біохімічних реакцій у клітині. Оптика «заходить» у біологію через будову ока та механізм зору. Електричні явища пронизують медицину: електрокардіограма – це реєстрація електричного поля серця, а нейронний імпульс – електрохімічна хвиля вздовж аксона (своєрідного «кабелю» нервової системи). Такі приклади наочно демонструють учням: природничі науки – не ізольовані дисципліни, а єдина система знань про природу.

Найяскравіше інтеграція проявляється у проєктній роботі. Учні, що конструюють **простий генератор** із магніту та котушки, одночасно застосовують закон електромагнітної індукції Фарадея, розраховують параметри кола, використовують комп'ютер для вимірювання індукованої ЕРС і пояснюють принцип роботи реальної електростанції. Будівництво **моделі мосту** з підручних матеріалів змушує рахувати навантаження та напруги, розуміти роль геометрії конструкції та перевіряти власні інженерні рішення на практиці. Саме у такій пізнавальній діяльності народжується **інженерне мислення** – здатність не лише описати і пояснити явище, а й спроектувати пристрій, що його використовує. Тому важливо, щоб учні вчилися формулювати задачу, висувати гіпотези, слухати інших, будувати моделі, аналізувати і вдосконалювати рішення, тобто проходили повний інженерний цикл у мініатюрі. Такий підхід сприяє тісній співпраці учнів, розвитку їх інтелектуальних, комунікативних і творчих здібностей, формуванню уваги, самостійності і відповідальності за спільний результат [3].

Одна з головних проблем сучасної практики навчання фізики в загальноосвітній школі – катастрофічне зниження пізнавального інтересу й мотивації учнів до вивчення природничих дисциплін: значна кількість школярів просто не розуміє навіть їм це потрібно. STEM-підхід усуває цю проблему принципово [4]. Коли учень розуміє, що закон всесвітнього тяжіння пояснює значення прискорення вільного падіння тіл, рух супутників і планет; **термодинаміка** – чому двигун внутрішнього згоряння не може мати ККД 100%; закон електромагнітної індукції – принципи роботи генераторів електричного струму; що **хвильова оптика** лежить в основі голографії та оптоволоконного зв'язку, а **квантова механіка** – у роботі смартфона, – фізика перестає бути набором формул для іспиту і стає ключем до розуміння сучасного технологічного світу. Тому інтеграція фізики з іншими дисциплінами – не методична надбудова, а відображення реальної природи знання. Фізичні закони не обмежуються окремим підручником: вони пронизують хімію, біологію, інженерію, інформатику та математику. Завдання сучасної STEM-освіти – допомогти учням це побачити, змінити їх мотивацію до вивчення фізики, сформувати предметні і ключові компетентності, науковий світогляд і загалом готовність до життя в сучасному технологічному суспільстві. Реалізація цього завдання потребує системної роботи: оновлення змісту навчальних програм та підготовки вчителів до міждисциплінарного викладання. Лише за таких умов STEM-освіта стане не декларацією, а реальним інструментом формування покоління, здатного не лише розуміти світ, але й свідомо змінювати його на краще.

Список використаних джерел:

- [1] Методика навчання фізики у старшій школі / [за ред. В.Ф. Савченка]. К. : Академвидав, 2011. 294 с.
- [2] Морзе Н.В., Вембер В.П., Бойко М.А., Варченко-Троценко Л.О. Організація STEAM-занять в інноваційному класі. *Open educational e-environment of modern University*, № 8 (2020). URL: <https://surl.li/danlcv> (дата звернення: 15.03.2026).
- [3] Школа О.В. Формування предметної компетентності учнів з фізики в умовах інтерактивного навчання. Наукові записки Бердянського держ. пед. ун-ту. Педагогічні науки : зб. наук. праць. Вип.2. Бердянськ : БДПУ, 2020. С.227-235. URL: <https://pedagogy.bdpu.org.ua/wp-content/uploads/2020/11/25.pdf> (дата звернення: 02.03.2026).

РОЗВИТОК ФІЗИЧНОГО МИСЛЕННЯ ШКОЛЯРІВ ЯК ПРОВІДНИЙ КОМПОНЕНТ ФОРМУВАННЯ НАУКОВОГО СВІТОГЛЯДУ

Школа О.В., д.пед.н., професор

Бердянський державний педагогічний університет

Сучасна шкільна фізична освіта дедалі наполегливіше ставить питання, яке здається простим лише на перший погляд: чи вчимо ми фізику – чи вчимо думати за допомогою фізики? Різниця між цими двома підходами є принциповою. Перший формує учня, який відтворює ключові теоретичні положення і формули, розв'язує типові задачі, виконує за інструкцією навчальний дослід. Такий учень впевнено запише формулу другого закону Ньютона, правильно підставить числові значення та отримає відповідь, але, побачивши, як вантажівка гальмує довше за легковик, не пов'яже це з різницею мас та інерцією. Він знає фізику, але не бачить її навколо себе. Другий підхід формує людину, яка бачить у падінні яблука закон тяжіння, у тріску багаття – хаотичний рух молекул і виділення внутрішньої енергії, у навушниках, що «фонять» – електромагнітну індукцію, у веселці – дисперсію світла. Такий учень, чуючи грім після блискавки, миттєво оцінює відстань до місця розряду через різницю швидкостей світла і звуку; узявши смартфон, що нагрівається під час зарядження, згадує закон Джоуля-Ленца; відчуваючи, як магніт у руці відштовхує інший, уявляє силові лінії магнітного поля – невидимі, але цілком реальні. Фізика для нього – не набір формул, а мова, якою говорить навколишній світ. Саме здатність бачити фізичну природу явищ і є тим, що прийнято називати *фізичним мисленням* – основою наукового світогляду особистості, формуванням якого є одним з пріоритетних завдань шкільної природничої освіти.

Утім, реалізація цієї мети нашою хується на низку проблем, що набули останніми роками системного характеру. Одна з найбільш тривожних тенденцій – стійке зниження мотивації і пізнавального інтересу школярів до вивчення фізики. Причини цього явища є багатомірними: відірваність навчального змісту від реального досвіду учнів, переважання репродуктивних методів навчання, недостатнє використання цифрових інструментів і сучасних технологій, а також загальна «кліпова» модель сприйняття інформації, характерна для покоління Z. Не менш гострою є кадрова проблема: кількість випускників педагогічних університетів з дипломом учителя фізики та астрономії невпинно скорочується. За даними МОН України, понад третина шкіл відчуває дефіцит фахівців, а фізику подекуди викладають математики, хіміки чи інформатики без належної підготовки. Ця ситуація безпосередньо позначається на якості формування фізичного мислення учнів і потребує системної відповіді як на рівні державної освітньої політики, так і на рівні методичної підготовки майбутніх учителів [2].

Фізичне мислення є специфічним типом наукового мислення, що поєднує здатність до абстрагування і моделювання, вміння встановлювати причинно-наслідкові зв'язки між явищами, оцінювати порядки величин і будувати фізичні моделі реальних процесів. На відміну від математичного мислення, яке оперує абстрактними структурами, фізичне мислення завжди зорієнтоване на реальність: воно постійно звіряє теоретичну модель із дійсністю і перевіряє правдоподібність отриманих результатів. У структурі фізичного мислення виділяємо кілька взаємопов'язаних компонентів: *концептуальний* (розуміння фундаментальних фізичних понять і законів як інструментів дослідження та опису реальності); *модельний* (здатність будувати спрощені моделі фізичних явищ); *оцінювальний* (перевірка розумності результатів без точних обчислень); *інтегративний* (встановлення зв'язків між розділами фізики і суміжними науками). Усі ці компоненти тісно взаємопов'язані: концептуальне розуміння є основою для побудови моделей; моделювання уможливило оцінювання; інтегративна здатність об'єднує їх у цілісну систему фізичного пізнання.

Науковий світогляд – це не сукупність засвоєних наукових фактів, а особливий спосіб сприйняття і пояснення дійсності, що ґрунтується на наукових методах пізнання. Фізичне мислення є одним із його ключових компонентів, оскільки фізика як наука закладає

фундаментальні принципи, на яких будується сучасна природничо-наукова картина світу: причинності, атомізму, відносності, збереження, дуалізму, симетрії законів природи. Учень, який опанував фізичне мислення, не просто знає ці принципи – він їх застосовує. Саме ця критична і конструктивна установка є серцевиною наукового світогляду. Важливо також, що фізичне мислення формує стійкий імунітет проти псевдонауки і маніпуляцій: учень, який шукає внутрішній механізм явища та перевіряє твердження на відповідність законам збереження, значно краще захищений від астрологічних прогнозів і конспірологічних теорій. У цьому сенсі розвиток фізичного мислення є не лише педагогічним, але й громадянським завданням [1].

Розвиток фізичного мислення школярів є цілеспрямованим педагогічним процесом, що вимагає системного підходу і спеціальних методичних засобів. Серед найбільш ефективних виділяємо такі напрями. 1). *Якісні задачі і задачі на оцінювання* як незамінний інструмент розвитку фізичної інтуїції: питання на кшталт «Чому вода в чайнику закипає знизу, а не зверху?» або «Чому під час грози спочатку видно блискавку, а вже потім чути грім?» змушують учня будувати фізичну модель явища і перевіряти її на відповідність реальності. 2). *Експериментальні дослідження у форматі відкритого експерименту* як потужний засіб формування дослідницького компонента фізичного мислення. Наприклад, замість традиційного завдання «зібрати електричне коло за схемою і виміряти силу струму» учень отримує відкрите запитання: «Як зміниться яскравість лампочки, якщо додати у коло ще одну – послідовно чи паралельно?», після чого самостійно формулює гіпотезу, збирає різні варіанти кіл, вимірює напругу і силу струму та пояснює отримані результати на основі закону Ома. Такий формат завдань формує не лише вміння працювати з обладнанням, а й звичку мислити як дослідник – висувати припущення, перевіряти їх дослідом, критично оцінювати результати. 3). *Комп'ютерне моделювання і симуляції*, що унаочнюють явища, недоступні для прямого спостереження, і формують модельне мислення. Наприклад, інтерактивна симуляція руху планет у гравітаційному полі (PhET «My Solar System») дає змогу учневі змінювати масу зірки, початкову швидкість планети і спостерігати зміну форми орбіти – явище, абсолютно недоступне для натурального шкільного досліду. Симуляція «Charges and Fields» унаочнює силові лінії електричного поля навколо зарядів у реальному часі, перетворюючи абстрактне поняття на наочний динамічний об'єкт. 4). *Історичний контекст великих відкриттів* є особливо цінним методичним ресурсом: розповідь про те, як Галілей спростував аристотелівську фізику простими експериментами з похилою площиною; як Фарадей наполегливо відкривав закон електромагнітної індукції; як Ейнштейн побудував спеціальну теорію відносності з двох простих постулатів, як Едісон і Тесла організували «війну струмів» – усе це жива демонстрація того, як працює фізичне мислення в умовах реального наукового пошуку. 5). *Міжпредметна інтеграція математики, фізики та інформатики*, що спирається на задачі з реальним фізичним контекстом, розвиває здатність до синтетичного мислення – одного з найвищих рівнів фізичного пізнання.

Отже, розвиток фізичного мислення є не додатковим завданням учителя фізики – це його головна мета. Учень, який опанував фізичне мислення, отримує не просто набір знань, а інструмент пізнання світу, що слугуватиме йому все життя – незалежно від того, чи стане він фізиком, інженером, лікарем чи громадським діячем. Здатність бачити закономірності там, де інші бачать хаос, перевіряти твердження там, де інші довіряють авторитетам, – це і є той науковий світогляд, формування якого є найвищою метою шкільної фізичної освіти.

Список використаних джерел

- [1] Хайрулліна Ю.О. Світоглядна культура особистості: структурно-функціональний аналіз : монографія. Київ : Вид-во НПУ імені М.П.Драгоманова, 2011. 235 с. URL: <https://surl.li/hdnbdg> (дата звернення: 11.02.2025).
- [2] Школа О.В. Проблеми формування і діагностики наукового світогляду майбутніх учителів фізики. Наукові записки Бердянського держ. пед. ун-ту. Педагогічні науки : зб. наук. праць. Вип. 3. Бердянськ : БДПУ, 2019. С.423-431. URL: <http://surl.li/siaqz/> (дата звернення: 25.03.2026).

ПСИХОЛОГО-ПЕДАГОГІЧНІ ПЕРЕДУМОВИ ВИКОРИСТАННЯ ІСТОРИЧНОГО МАТЕРІАЛУ В НАВЧАННІ ФІЗИКИ У СТАРШІЙ ШКОЛІ

Яковенко Н.В., магістрантка; **Салтиков Д.І.,** доктор філософії (природничі науки)
Сумський державний педагогічний університет імені А.С.Макаренка, Суми, Україна

Використання історичного матеріалу в навчанні фізики в старшій школі ґрунтується на системі психолого-педагогічних передумов, які відповідають віковим особливостям старшокласників, сучасним вимогам до розвитку особистості та реалізації мети освітнього процесу з фізики. У період навчання в старших класах інтелектуальний розвиток учнів переходить на якісно новий рівень, що базується на впорядкуванні знань та глибокому розумінні наукових теорій. Окремі факти та дані об'єднуються в єдину, логічно завершену систему поглядів на світ, де особлива увага приділяється світоглядному аналізу природних процесів. Суттєвих змін зазнає і ставлення до навчання – тепер воно керується внутрішніми цілями та вольовими зусиллями. Це зумовлено тим, що освітній процес стає інструментом кар'єрного планування та входження у доросле середовище. Синтез прагнення до пізнання та соціальних амбіцій учнів стає надійним фундаментом для формування навичок автономного навчання [1]. При цьому саме історичний підхід стає ефективним інструментом, який спрямований на формування наукового світогляду, розвиток критичного та антидогматичного мислення, а також на підвищення пізнавального інтересу до фізики.

З психологічного погляду однією з ключових передумов є відповідність історичного матеріалу пізнавальним можливостям старшокласників. На цьому етапі навчання вони здатні сприймати складні логіко-історичні конструкції, бачити еволюцію фізичних понять від їхніх інтуїтивних уявлень до сучасних наукових моделей. Історичний матеріал дозволяє вийти за межі «готових» формул і відкриттів, демонструючи, як формувалася відповідна наукова ідея, які помилки допускали вчені, які експерименти та сперечання лежали в основі прогресу. Це сприяє розкриттю природи наукового пізнання, розвиває уміння аналізувати джерела, оцінювати аргументи, бачити історичні варіанти розвитку теорій, а не лише «закінчений» результат.

Не менш важливу роль у формуванні цих передумов відіграє вплив історичного матеріалу на мотиваційну сферу особистості. Історичні епізоди, пов'язані з біографіями вчених, подвигами дослідників, важкими експериментами та інтелектуальними випробуваннями, добре сприймаються старшокласниками як «людська» сторона науки. Це стимулює пізнавальний інтерес, сприяє виникненню відчуття «причасності» у великих наукових подіях, формуванню відповідального ставлення до процесу пізнання. Особливо ефективними є випадки, коли відтворюються знамениті експерименти на сучасному лабораторному обладнанні: емоційний вплив, відчуття зв'язку з історичними прототипами дослідів значно посилюють внутрішню мотивацію до навчання фізики. Отже, можна виділити психологічні фактори освітнього процесу в старшій школі: професійна спрямованість (освітня діяльність розглядається як засіб реалізації життєвої стратегії); аналітичний ресурс (сформованість логічних операцій дозволяє учням опанувати фундаментальні наукові концепції, здійснювати порівняльні дослідження та розв'язувати завдання евристичного типу); свідомо рефлексія (об'єктивне оцінювання власних інтелектуальних і психологічних можливостей крізь призму майбутнього професійного становлення); трансформація суб'єкт-об'єктних відносин (перехід до взаємодії, коли в основі комунікації лежать партнерство, конструктивний діалог та взаємна довіра); когнітивна автономність (наявність індивідуальної стратегії опрацювання інформації та власних методів організації інтелектуальної праці).

З педагогічного боку важливою передумовою є відповідність історичного матеріалу віковим особливостям здобувачів освіти, систематичність його використання та методична різноманітність способів подачі. Історичні епізоди завжди повинні бути підпорядковані навчальній темі, а не витіснені її або замінювати лише «цікавинками». Планомірне включення

елементів історизму протягом року дає можливість показати учням, як послідовно розвивається система фізичних знань, як змінювалися погляди на поняття сили, маси, енергії, імпульсу, електричного струму та інші фундаментальні величини. Це, в свою чергу, сприяє кращому розумінню суті законів, допомагає уникнути формального запам'ятовування формул і сприяє глибшому осмисленню змісту.

Навчання у старших класах виступає базою для формування системного понятійно-теоретичного мислення та загальних інтелектуальних навичок. У цьому віці учні відчують гостру потребу в абстрагуванні, створенні теоретичних моделей та філософському аналізі навколишнього світу. Для старшокласників простір ідеальних конструкцій та можливостей нерідко стає важливішим за повсякденну дійсність. Процес пізнання часто трансформується у своєрідну “інтелектуальну вправу”, мета якої – критична переоцінка загальноприйнятих концепцій. Подібна схильність до філософування є результатом не лише еволюції логічних операцій, а й фундаментальних перетворень у емоційній структурі особистості [2].

Отже, реалізація принципу історизму в межах шкільної фізичної освіти базується на вивченні програмового матеріалу через аналіз генезису наукових ідей. Такий підхід забезпечує глибоке розуміння фізичних концепцій, дозволяючи учням реконструювати логічний ланцюжок від висунення первинних гіпотез до остаточного формулювання фундаментальних законів. З огляду на специфіку інтелектуальних потреб учнів старших класів, історико-наукова ретроспектива виступає дієвим стимулом для формування творчого мислення та задовольняє їхню потребу в автономному дослідницькому пошуку. Водночас цей підхід виконує важливу виховну функцію, сприяючи гуманізації навчання, формуванню поваги до здобутків світової науки та зміцненню патріотичних орієнтирів молоді. Саме ці передумови роблять історичний матеріал не лише «додатком» до уроку, а важливим чинником підвищення якості фізичної освіти, формування сучасної природничо-наукової компетентності старшокласників.

Список використаних джерел

- [1] Психологія навчання й виховання старших школярів. URL: <https://osvita.ua/school/method/psychology/1745/>
- [2] Конспект: психологічні особливості старшокласників. URL: <https://vseosvita.ua/library/konspekt-psihiologicni-osoblivosti-starsoklasnikiv-238439.html>

Наукове видання

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

МАТЕРІАЛИ

**XII Всеукраїнської науково-практичної конференції
з міжнародною участю (Суми, 13-15 квітня 2026 року)**

(електронне наукове видання)

ISSN 2521-6996

**Key title: Sučasni problemi eksperimental'noї, teoretičnoї 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: **Скороход Р. В.**