

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ**

**XXIX ЩОРІЧНА
НАУКОВА КОНФЕРЕНЦІЯ
ІНСТИТУТУ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
НАН УКРАЇНИ**

(Київ, 26 - 30 вересня 2022 року)

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

**XXIX ЩОРІЧНА
НАУКОВА КОНФЕРЕНЦІЯ
ІНСТИТУТУ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
НАН УКРАЇНИ**

(Київ, 26 - 30 вересня 2022 року)

Анотації до доповідей

Київ 2022

Укладач: Т. В. Обіход

Програмно-організаційний комітет конференції:

В. М. Пугач – голова комітету
Т. В. Обіход – учений секретар комітету

Члени:

В. В. Давидовський – теоретична ядерна фізика
О. А. Понкратенко – експериментальна ядерна фізика
В. М. Павлович – атомна енергетика
В. М. Ревка – радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство
Я. І. Колесниченко – фізика плазми та керований термоядерний синтез
А. І. Липська – радіоекологія та радіобіологія
Н. Л. Дорошко – учений секретар ІЯД НАН України
Є. В. Малий – голова ради молодих учених ІЯД НАН України
О. Ю. Охріменко – технічне забезпечення конференції в режимі on-line
О. Д. Григоренко – видання матеріалів конференції
В. В. Луценко – розробка веб-сторінки конференції

Секретарі:

О. С. Бурдо, О. Б. Ганжа, Є. В. Малий, С. О. Омельченко, Г. А. Прокопюк, М. В. Пугач, О. М. Пугач

Друкується за рішенням вченої ради інституту від 21.06.22.

Д 22 **XXIX** щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 26 - 30 вересня 2022 року) : анотації до доповідей. - Київ : Ін-т ядерних дослідж., 2022. - 239 с.

У збірнику опубліковано анотації до доповідей, представлених на конференції, що є підбиттям підсумків наукової діяльності інституту за 2021 р. Представлено анотації з основних напрямків роботи Інституту, а саме: ядерної фізики, атомної енергетики, радіаційної фізики та радіаційного матеріалознавства, фізики плазми та керованого термоядерного синтезу, радіобіології та радіоекології.

Наукове видання буде корисним для наукових працівників, аспірантів, інженерів, а також для викладачів та студентів старших курсів вузів.

УДК [539.1/2+533.9+577.3+621.039](477)(042.5)

ЗМІСТ

Секція 1. Теоретична ядерна фізика

Excitation of pairing vibrations in superfluid nuclei <i>V. I. Abrosimov</i>	9
Фотонна силова функція із збудженням двох резонансних станів для фотопоглинання <i>О. М. Горбаченко, В. А. Плюйко, А. І. Кучер, В. М. Петренко</i>	11
Розрахунки поперечних перерізів підбар'єрного злиття та пружного розсіяння важких іонів у рамках модифікованого підходу Томаса - Фермі із силами Скірма <i>О. І. Давидовська, В. О. Нестеров, В. Ю. Денисов</i>	13
Амплітуда розсіювання заряджених частинок ядрами в моделі сильного поглинання <i>В. В. Давидовський, А. Д. Фурса</i>	15
Isomer ^{229m}Th as a nuclear clock <i>А. Яа. Dzyublik</i>	17
Production of bottom quark-antiquark pairs in proton-proton collisions and in electron-positron annihilation <i>V. V. Kotlyar</i>	19
Поправки до тиску для однокомпонентної та двокомпонентної моделі ван дер Ваальса ядерного фазоболу в стадії фрізауту <i>Я. Д. Кривенко-Еметов</i>	21
Бета-розпад $^{131}\text{I} \rightarrow ^{131}\text{Xe}$ <i>Г. П. Куртєва</i>	23
Властивості кінетичних коефіцієнтів дифузії та рухливості в імпульсному просторі для холодної Фермі-системи <i>С. В. Лук'янов</i>	24
Nuclear level density in the micro-macroscopic approach <i>A. G. Magner, A. I. Sanzhur, S. N. Fedotkin, A. I. Levon, U. V. Grygoriev, S. Shlomo</i>	26
Спектроскопія пікноядерних реакцій у компактних зорях <i>С. П. Майданюк, К. А. Шаульський</i>	28
Three-stage theory of big bang's nuclear matter ordering <i>V. T. Maslyuk, E. O. Skakun, M. I. Romanyuk</i>	29
Комп'ютерне моделювання $t\bar{t}(H)$ утворення бозона Хігса в рамках мінімальної суперсиметричної стандартної моделі <i>Т. В. Обіход, Є. О. Петренко</i>	31
Флуктуації спостережуваних білякритичних точок, теоретичні, експериментальні аспекти та модель резонансного розпаду у часі <i>С. О. Омельченко</i>	33
Рівняння стану ван дер Ваальса для асиметричної ядерної матерії <i>А. І. Санжур</i>	35
Space-time picture and observables in heavy ion collisions at the large hadron collider energies <i>Yu. M. Sinyukov, V. M. Shapoval, M. D. Adzhymambetov</i>	37
Quantum statistics effects near the critical point for the Skyrme mean-field interaction <i>S. N. Fedotkin, U. V. Grygoriev, A. G. Magner</i>	39
Використання властивостей сильної взаємодії для опису уповільнення нейтронів в ідеально газовому середовищі <i>І. В. Шарф, І. О. Шелковенко</i>	41
Dependence of total kinetic energy of fission fragments on the excitation energy of fissioning systems <i>K. Shimada, C. Ishizuka, F. A. Ivanjuk, S. Chiba</i>	43

Секція 2. Експериментальна ядерна фізика

Вплив іонно-плазмової модифікації поверхні міді на високоградієнтні високовольтні вакуумні пробої <i>В. А. Батурін, О. Ю. Карпенко, С. О. Єрьомін, О. Ю. Росенко</i>	44
Монітор гамма-потоків у експерименті LUXE <i>М. С. Борисова, О. Д. Борисов (від імені колаборації LUXE)</i>	46
Математична модель для оцінки ефективності адаптивного управління на каналному рівні телекомунікаційної мережі <i>А. П. Войтер, М. І. Доронін, О. М. Ковальов, І. О. Мазний, О. М. Семенюк</i>	48

Аналіз параметрів функціонування мас рівня мультисервісної телекомунікаційної радіомережі в умовах самоподібного трафіка	
<i>А. П. Войтер, М. І. Доронін, О. М. Ковальов, І. О. Мазний, О. М. Семенюк</i>	50
Моделювання просторового пошуку вибухонебезпечної речовини з використанням генератора нейтронів з енергією 14 МеВ	
<i>О. К. Горпинич, М. І. Довженко, І. П. Дряпаченко, В. О. Кива, О. А. Кушній, В. В. Осташко, О. М. Поворозник, А. Ф. Шаров</i>	53
Перші результати роботи системи RMS-R3 в експерименті LHCb при рекордній енергії зіткнень протонних пучків 13,6 ТеВ	
<i>В. М. Добішук, Ф. Алессіо, С. Б. Чернишенко, О. Ю. Охріменко, Г. Шиндлер, О. О. Кишванський, В. О. Кива, В. М. Пугач</i>	55
Моделювання радіоактивної забрудненості нейлонових дротів для експерименту BINGO	
<i>М. М. Зарицький</i>	57
Дослідження подвійного бета-розпаду ядра ^{150}Nd на збуджені рівні ^{150}Sm методом низькофонової гамма-спектрометрії	
<i>Д. В. Касперович, П. Беллі, Р. Бернабей, Р. С. Бойко, Ф. А. Даневич, А. Ді Марко, А. Інчікитті, Ф. Каппелла, В. Караччіоло, В. В. Кобичев, М. Лаубенштейн, С. Нісі, Д. В. Пода, О. Г. Поліщук, В. І. Третьяк, Р. Черуллі, Ф. Шимкович</i>	58
Низькофононий експеримент з пошуку подвійного бета-розпаду ядра ^{106}Cd із використанням скінтілятора $^{106}\text{CdWO}_4$	
<i>В. Р. Клавдієнко, П. Беллі, Р. Бернабей, Ф. А. Даневич, А. Інчікитті, Ф. Каппелла, В. Караччіоло, Д. В. Касперович, В. В. Кобичев, А. Леончіні, В. Мерло, О. Г. Поліщук, В. І. Третьяк, Р. Черуллі</i>	59
Пошук природного сіборгію у вольфрамі за допомогою кристалів вольфрамату ^{116}Cd	
<i>В. В. Кобичев, П. Беллі, Р. Бернабей, Ф. А. Даневич, А. Інчікитті, Ф. Каппелла, В. Караччіоло, Д. В. Касперович, М. Лаубенштейн, Д. В. Пода, О. Г. Поліщук, Н. В. Сокур, В. І. Третьяк, Р. Черуллі</i>	60
Множинність при утворенні Λ^0-гіперонів у протон-свинцевих зіткненнях при енергії 8,16 ТеВ в експерименті LHCb	
<i>С. М. Колієв, О. А. Кот, О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач</i>	61
Вимірювання поперечного перерізу народження Ks-мезонів у p-Pb- та Pb-p-зіткненнях експерименту LHCb	
<i>С. М. Колієв, О. А. Кот, О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач</i>	63
Модифікація вимірювальної системи дослідження ядерних реакцій	
<i>І. О. Мазний, Н. М. Гольфамід, А. П. Войтер, М. І. Доронін, О. М. Ковальов</i>	64
Реакція $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ, порівняння потенціалів взаємодії ядра ^{10}B з ізотопами $^{12,13,14,15}\text{C}$	
<i>С. Ю. Межевич, А. Т. Рудчик, О. А. Понкратенко, К. Русек, К. В. Кемпер, А. А. Рудчик</i>	66
Монте-Карло моделювання гетерогенної структури для формування надтеплого спектра нейтронів у хвильовому ядерному реакторі	
<i>Ф. Д. Мусонов</i>	67
Спектроскопія найлегших ядер та particle-decay метод. Частина II	
<i>О. М. Поворозник, О. К. Горпинич</i>	69
Пошук подвійного бета-розпаду $^{184,192}\text{Os}$	
<i>О. Г. Поліщук, П. Беллі, Р. Бернабей, Ф. А. Даневич, А. Інчікитті, Ф. Каппелла, В. Караччіоло, Д. В. Касперович, В. В. Кобичев, Г. П. Ковтун, Н. Г. Ковтун, М. Лаубенштейн, В. Мерло, Д. В. Пода, С. Тесаліна, В. І. Третьяк, А. П. Щербань</i>	71
Протонна літографія: світовий досвід та перспективи в Україні	
<i>Г. Є. Положій, О. Г. Пономарьов, С. В. Колінько, В. А. Ребров, Р. О. Шуліпа</i>	72
Енергетична та масова залежність радіусу перетину для потенціалу взаємодії ядер ^6Li у підході подвійної згортки	
<i>О. А. Понкратенко, В. М. Кир'ячук, В. В. Улещенко, Ю. М. Степаненко, Ю. О. Ширма, К. Русек, К. Кемпер, А. А. Рудчик, А. Т. Рудчик</i>	74
Система оцінки якості мікропиксельних монолітних детекторів	
<i>М. В. Пугач, В. М. Добішук, В. О. Кива, О. С. Ковальчук, В. М. Пугач, С. Б. Чернишенко</i>	76
Реакція $^{10}\text{B}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{C})^{11}\text{C}$ при енергії 81 МеВ, спектроскопічні фактори реакції та взаємодія ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{C}$	
<i>А. Т. Рудчик, А. А. Рудчик, В. В. Хейло, К. Русек, К. В. Кемпер, Е. П'ясецькі, А. Столяж, А. Тиціньска, Вал. М. Пірнак, О. А. Понкратенко, Є. І. Коцый, О. Е. Куцик, А. П. Льїн, С. Ю. Межевич, Ю. М. Степаненко, В. В. Улещенко, Ю. О. Ширма</i>	78

Дослідження (γ, рхп)-реакцій на ізотопах титану та хрому	
<i>А. М. Саврасов, В. О. Желтоножський, Н. В. Куліч</i>	80
Дослідження (γ, р)-реакцій на ядрах цирконію та молібдену	
<i>А. М. Саврасов, В. О. Желтоножський</i>	82
Reality of periodic components in gamma background signals in Chornobyl exclusive zone	
<i>А. Д. Skorbin</i>	84
Автоматичне узгодження гамма-спектрів з різним калібруванням по енергії	
<i>О. М. Соколов</i>	86
Аналіз сигналів у експерименті АМоRE	
<i>Н. В. Сокур</i>	88
Макетування цифрового аналізатора імпульсних сигналів	
<i>Р. Ю. Чаплинський, М. І. Доронін, Т. В. Микитюк, Е. Є. Петросян</i>	89
RMS-R3 – система контролю області світимості та фону у експерименті LHCB (CERN)	
<i>С. Б. Чернишенко, В. М. Добішук, В. О. Кива, О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач, Ф. Алессіо, Г. Корті, Х. Шіндлер</i>	91

Секція 3. Атомна енергетика

Проблеми звільнення радіоактивних матеріалів від регулюючого контролю та шляхи їхнього вирішення	
<i>Д. М. Бондарьков, В. В. Костенко, В. М. Дубас, Є. М. Яковенко, А. М. Максименко, С. П. Гащак, В. М. Глигало, М. Д. Бондарьков, А. М. Саврасов</i>	93
Вибір консервативних умов при аналізі безпеки реактивнісної аварії на РБМК-1000	
<i>В. І. Борисенко, В. В. Горанчук</i>	95
Модифікована базальтова фібра як домішка для поглинання нейтронів для бетону контейнерів для відпрацьованого ядерного палива	
<i>М. І. Голюк, Дж. Чепмен, О. Біланд, А. В. Носовський, В. І. Гулік</i>	97
Валідація MCNP-моделі формування струму фонові жили детектора прямого заряду	
<i>В. В. Горанчук, В. І. Борисенко</i>	99
Мюонна томографія як інструмент неруйнівного контролю стану ядерного палива в контейнерах HI-STORM із застосуванням алгоритму реконструкції Point of Closest Approach	
<i>Х. Грицюк, П. М. Куцин, А. Аксьонов, М. М'ягі, М. Кііск, Е. Хектор, А. В. Носовський, В. І. Гулік</i>	101
Розробка моделі реактора ВВЕР-1000 у кодї Serpent для розрахунку розподілу енерговиділення	
<i>В. В. Львович</i>	103
Підготовка середовища Geant4 та проведення верифікації даних для дослідження можливостей мюонної томографії для неруйнівного контролю стану відпрацьованого ядерного палива в контейнерах HI-STORM	
<i>П. М. Куцин, К. Грицюк, А. Аксьонов, М. М'ягі, М. Кііск, Е. Хектор, А. В. Носовський, В. І. Гулік</i>	105
Визначення вмісту $^{59,63}\text{Ni}$ та ^{55}Fe в конструкційних елементах АЕС	
<i>Д. С. Мизніков, В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, В. І. Слісенко</i>	107
Методи реєстрації радіонуклідів у радіоактивних матеріалах АЕС	
<i>Д. С. Мизніков, Д. М. Бондарьков, В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, Л. В. Садовніков</i>	109
Scientific prerequisites for the creation of sustainable in the conditions of a military conflict energy system of Ukraine based on nuclear micromodular reactors	
<i>М. Р. Одечук, І. Е. Анохін</i>	111
Малі модульні реактори	
<i>В. М. Павлович</i>	112
Чи можлива ланцюгова реакція поділу в об'єкті «Укриття» на теперішній час?	
<i>В. М. Павлович, В. О. Бабенко</i>	113
Валідація пакета програм MСРV з точковою бібліотекою ядерних даних	
<i>О. М. Пугач, О. В. Гриценко, В. Л. Демьохін, С. М. Пугач, В. М. Буканов</i>	114
Дослідження захисних властивостей нового композитного матеріалу від фотонного випромінювання для біологічного захисту контейнерів HI-STORM	
<i>І. М. Романенко, О. Р. Трофименко</i>	116
Influence of entropy changes on reactor period	
<i>В. В. Ryazanov</i>	117
Assessment of radiation fields in VVER 1000 concrete biological shield using Monte Carlo code Serpent	
<i>О. М. Khotiaintseva, О. Р. Trofymenko, V. M. Khotiaintsev, A. V. Nosovsky, V. I. Gulik</i>	119
Кваліфікація розрахункового Монте-Карло коду Serpent для дифузійного розрахунку реакторів ВВЕР	
<i>А. О. Якимчук, О. Р. Трофименко, В. І. Гулік</i>	121

**Секція 4. Радіаційна фізика
та радіаційне матеріалознавство**

Роль матеріалу емітера для процесу утворення електричного заряду емісійного нейтронного детектора <i>Р. В. Ажажа, Є. О. Богдан, В. В. Ганн, К. В. Ковтун, В. Є. Кутній, О. О. Пудов, О. В. Рибка, С. А. Солдатов, О. Л. Улибкін</i>	123
Особливості спектрів первинного та вторинного опромінення гамма та електронних медичних пучків після проходження через металеві коліматори <i>І. С. Анохін, Д. М. Рамазанов</i>	125
Рентгенівська дифрактометрія як метод тестування бронепластин, виготовлених з реакційно-зв'язаного карбїду кремнію <i>Л. І. Асламова, Ю. Є. Грабовський, М. А. Заболотний</i>	127
Вплив насичення вакансіями на радіаційну стійкість і фазові зміни сферичних наночастинок Fe при опроміненні <i>Ю. С. Білогородський, А. С. Шірінян</i>	129
Особливості електрофізичних характеристик вихідних та опромінених зелених InGaN/GaN світлодіодів <i>Р. М. Вернидуб, Ю. Б. Мірошниченко, Т. І. Мосюк, Н. Ю. Павлова, В. П. Тартачник</i>	131
Спектральні характеристики зелених InGaN/GaN світлодіодів <i>Р. М. Вернидуб, Т. І. Мосюк, Г. В. Рокицька, В. П. Тартачник</i>	132
Анігіляція позитронів у точкових дефектах реакторних матеріалів у модифікованій моделі Tao - Елдрупа <i>М. І. Ворона, О. А. Лебедь</i>	134
Система формування потоків нейтронів на лінійному прискорювачі електронів <i>С. П. Гоков, В. М. Горбач, С. О. Каленик, Ю. Г. Казарінов, В. В. Кантеміров, В. Й. Касілов, С. С. Кочетов, О. А. Люхтан, А. В. Твердохвалов, В. В. Цяцько, Є. В. Цяцько</i>	136
Effect of oxide nanoparticles on void swelling in ods austenitic steels <i>S. O. Karpov, O. S. Kalchenko, M. A. Tykhonovs'kyi, G. D. Tolstoluts'ka</i>	138
Високоєфективне джерело іонів для іонної імплантації та імітаційних досліджень радіаційних пошкоджень реакторних матеріалів <i>П. О. Литвинов, В. А. Батурін, О. Ю. Роєнко</i>	140
Рекомбінаційна ефективність гомоперехідних р-п-структур та гетероструктур із квантовими ямами <i>Є. В. Малій, М. Б. Пінковська, Д. П. Стратілат, В. П. Тартачник</i>	142
Дослідження фосфоресценції рубіна, опроміненого електронами з енергією 12,5 MeV <i>І. Г. Мегела, О. М. Поп, В. Т. Маслюк, І. Ю. Роман</i>	143
Автоколивання температури та концентрації дефектів у малих включеннях при низьких температурах під опроміненням <i>В. В. Михайловський</i>	144
Спектральні особливості ультрафіолетових світлодіодів InGaN із квантовими ямами. Вплив електронного опромінення <i>І. В. Петренко, О. І. Кириленко, П. Г. Литовченко, О. І. Радкевич, В. П. Тартачник, В. В. Шлапацька</i>	146
Розвиток і перспективи світлодіодів ультрафіолетового діапазону на основі сполуки AlGaN <i>М. Б. Пінковська</i>	148
Investigation of radiation-enhanced diffusion using first-passage time <i>V. V. Ryzanov</i>	150
Топологічна характеристика поверхні зразків Hg(Cd)Te під час бомбардування Ag⁺ <i>О. Б. Смірнов, Р. К. Савкіна, Є. В. Малій, І. В. Петренко</i>	152
Дослідження просторової структури острівців електронно-діркової рідини в одношарових дихалькогенідах <i>В. Й. Сугаков, А. А. Чернюк</i>	154
Ion-implanted deuterium behaviour in Li₄SiO₄ pellets with various contents of Li₂TiO₃ <i>G. D. Tolstoluts'ka, S. O. Karpov, V. V. Ruzhytskyi</i>	156
Вплив обробки у кисне- та азотовмісному газовому середовищі на опірність насиченню водню сплаву Zr-1%Nb <i>В. С. Труш, І. М. Погрелюк, О. Г. Лук'яненко, Т. М. Кравчишин</i>	158
Теорія термоелектрорушійної сили в неупорядкованих органічних напівпровідниках зі стрибковим механізмом електропровідності <i>І. І. Фіщук, Хайнц Бесслер</i>	160
Modeling of plastic deformation and mechanical properties change in irradiated zirconium-based alloys <i>О. М. Shchokotova, D. O. Kharchenko, V. O. Kharchenko, S. V. Kokhan</i>	162

**Секція 5. Фізика плазми
та керований термоядерний синтез**

Використання Р-симетрії для нагріву циліндричної плазми <i>О. Л. Андрєєва, А. В. Глуценко, В. І. Ткаченко</i>	164
Несамостійний дуговий розряд у чистих парах молібдену та в сумішах парів металу з газом <i>А. Г. Борисенко</i>	166
Острівна структура тороїдальної безсилової магнітної конфігурації парамагнітного пінча <i>А. А. Гурин, В. Я. Голобородько</i>	168
Рівняння для мод йонної циклотронної емісії <i>Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко</i>	169
Перевірка теоретичного передбачення обертання плазми дестабілізованими власними модами в токамаках <i>Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, Т. С. Руденко</i>	170
Моди із швидкою зміною частоти в гібридних розрядах токамаків <i>В. С. Марченко, С. М. Резник</i>	171
Про транспортні властивості багатокомпонентної неідеальної плазми з кластерами <i>П. В. Порницький, Л. М. Свята</i>	173
Про поздовжні електромагнітні хвилі поблизу зарядів, що їх породжують <i>В. М. Симулик</i>	175
Прогрес у теорії стохастичної дифузії у квазі-ізодинамічних стелараторах <i>А. В. Тихий, Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко</i>	177
Кінетика утворення NO_x у плазмі хімічно чистого потоку повітря <i>В. Я. Черняк, А. С. Зінченко, О. М. Цимбалюк, І. Б. Матвєєв, В. В. Юхименко</i>	179
Обробка плазмою ВЧ-розряду низького тиску насіння редису <i>В. Я. Черняк, В. В. Юхименко, К. В. Юхименко, Б. В. Тарасенко, О. М. Цимбалюк, Ю. П. Веремій</i>	181
Реформування етанолу у синтез газ за допомогою плазми вторинного розряду, який підтримується ковзним розрядом <i>В. Я. Черняк, В. В. Юхименко, К. В. Юхименко, Д. Д. Третьяков, І. І. Федірчик</i>	183
Метод діагностики профілю магнітного числа обертів під час пилчастих коливань <i>Ю. В. Яковенко, А. І. Тищенко, співробітники JET</i>	185

Секція 6. Радіоекологія та радіобіологія

До застосування інфраструктурних технологій великих даних для безпечного використання ядерної енергії <i>В. М. Горбачук, Т. О. Бардадим, М. І. Лупей, Д. І. Ніколенко, С.-Б. Сулейманов, Л. О. Батіг</i>	187
Радіоекологічна ситуація у водоймі-охолоджувачі Чорнобильської АЕС та озері Азбучин в умовах зниження рівня води <i>Д. І. Гудков, О. Є. Каглян, С. І. Кірєєв, С. П. Пришляк, В. В. Беляєв, В. В. Дроздов, Л. П. Юрчук, І. І. Абрам'юк</i>	189
Модифікація модельної системи для дослідження взаємодії та сорбційної здатності мікроміцетів <i>Cladosporium cladosporioides</i> з радіоактивними частинками різного походження <i>В. О. Желтоножський, Т. І. Тугай, А. В. Тугай, Л. В. Садовніков</i>	191
Ефект сумування енергій альфа-частинок і конверсійних електронів у альфа-спектрах <i>О. П. Жуков, М. М. Заяць, М. О. Григоренко, І. А. Малюк, О. О. Одінцов, М. В. Стрільчук, В. В. Тришин</i>	193
Система швидкого реагування на загрози ядерно-радіаційної небезпеки <i>Ю. Л. Забулонов, В. М. Буртняк, Д. Г. Туцький, С. М. Шпилька, О. М. Архипенко</i>	195
Кінетика каталітичного окиснення тритію каталізатором-сорбентом Pd-морденіт для очищення газових викидів <i>О. В. Коваленко, О. О. Кряжич</i>	197
Гематологічні показники краснопірки та карася сріблястого в умовах тривалого радіонуклідного забруднення водою <i>Н. А. Поморцева, Д. І. Гудков, О. Є. Каглян</i>	199
Radioecological screening of sediments of the mountain sources of the Tisa River: local and global factors <i>Н. І. Svatiuk, О. І. Symkanych, V. T. Maslyuk, О. М. Pop, V. I. Roman, О. А. Tarnaj, M. V. Hoshovskyi</i>	201

Біологічна та антагоністична активність мікроміцетів роду <i>Trichoderma</i>, виділених з чорнобильської зони відчуження	
<i>Т. І. Тугай, А. В. Тугай, В. О. Желтоножський, О. М. Юрьєва, Л. Т. Наконечна, Л. В. Садовніков, Н. М. Сергійчук, О. Б. Поліщук</i>	203
Study of bank voles inhabiting the Chernobyl exclusion zone: A new approach	
<i>Е. Tukalenko, Z. Boratyński, A. Lavrinienko, T. Mappes, T. A. Mousseau, A. Vasylenko, P. C. Watts</i>	205
Вплив опромінення на гематологічні показники <i>Myodes glareolus</i>	
<i>О. Б. Ганжа, А. І. Липська, Н. К. Родіонова, Н. М. Рябченко</i>	207
Щодо можливості впровадження нейтронної пучкової онкотерапії на базі прискорювачів Інституту ядерних досліджень НАН України	
<i>О. К. Горпинич, І. П. Дряпаченко, О. А. Кушпій, В. В. Осташко, О. М. Поворозник, Ю. С. Рознюк, А. Ф. Шаров</i>	209
Модифікація фізико-хімічних властивостей та цитотоксичної активності доксорубіцину за допомогою опромінення розчинника	
<i>М. А. Заболотний, Л. І. Асламова, Г. І. Довбешко, О. П. Гнатюк, В. Б. Неймаш, В. Ю. Поварчук, В. Е. Орел, Д. Л. Колесник, Л. М. Кіркільєвська, Г. І. Соляник</i>	211
Стан клітинного імунітету працівників ДСП «ЧАЕС» під час російської окупації та учасників ліквідації наслідків Чорнобильської катастрофи	
<i>Л. М. Зварич, В. В. Панченко, Н. А. Голярник, Д. А. Базика</i>	213
Модифікація опроміненням пухлино-індукованого ефекту свідка при культивуванні клітин крові хворих на хронічний лімфолейкоз із лімфоцитами здорових осіб	
<i>Д. А. Курінний, М. Г. Романенко, О. М. Демченко, С. Р. Рушковський</i>	215
Сучасний стан дослідження проблеми радіаційного захисту нелюдської біоти	
<i>В. В. Павловський, І. П. Дрозд</i>	217
Дослідження радіомодифікаційної здатності бджолиного обніжжя при постійній комбінованій дії природної та техногенної іонізуючої радіації	
<i>О. Ракша-Слюсарєва, П. Коваленко, О. Слюсарєв, С. Боева, О. Таллер, І. Тарасова, І. Маричев</i>	219
Лейкоцитарні індекси в оцінці стану кровотворної системи модельних видів дрібних гризунів з чорнобильської зони відчуження та їхнє прогностичне значення	
<i>Н. К. Родіонова, А. І. Липська, Н. М. Рябченко, О. Б. Ганжа, О. О. Бурдо</i>	221
Цитогенетичні дослідження представників роду <i>Apodemus</i> з осушених територій водойми-охолоджувача ЧАЕС	
<i>Н. М. Рябченко, О. О. Бурдо, Н. К. Родіонова, О. Б. Ганжа, А. І. Липська</i>	223
Йодна профілактика після ядерних аварій. Досвід Чорнобилю. Стратегія за умов загрози ядерного тероризму	
<i>В. В. Талько</i>	225
Особливості впливу бінарних променевиx технологій на злоякісні клітини людини <i>in vitro</i>	
<i>В. В. Талько, Г. Й. Лавренчук, О. А. Почапінський, Н. П. Атаманюк, А. В. Чернишов</i>	227
Радіомодифікатори рослинного походження. механізми дії, ефективність	
<i>Т. В. Циганок, В. А. Курочкіна, Л. К. Бездробна</i>	229
Просторова дисперсія дипольних полів циліндричних парамагнітних частинок (числовий розрахунок)	
<i>Ю. Б. Шевченко, Ю. В. Яковенко, Т. М. Малишева, В. В. Тришин</i>	231
Цитогенетичне дослідження радіаційно-індукованого рятувального ефекту в опроміненіx <i>in vitro</i> клітинах крові хворих на хронічну лімфоцитарну лейкемію	
<i>О. В. Шеметун, О. О. Талан, О. О. Дибська, М. А. Пілінська</i>	233
Дозові навантаження у тварин з осушених територій водойми-охолоджувача ЧАЕС	
<i>А. І. Липська, В. І. Ніколаєв, В. А. Шитюк, О. О. Бурдо, Д. О. Вишневський</i>	235
Авторський покажчик	237

EXCITATION OF PAIRING VIBRATIONS IN SUPERFLUID NUCLEI

V. I. Abrosimov

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

In the present paper, a kinetic model based on the Vlasov equation with pairing derived from the time-dependent Hartree - Fock - Bogolyubov theory [1] is used to study the excitation of monopole pairing vibrations in superfluid nuclei in two-neutron transfer reaction. An analytical expression for the anomalous (correlated) density response function for the monopole pairing vibrations is obtained by using the pairing-field fluctuations derived from the self-consistent relation (the gap equation of the Bardeen - Cooper - Schrieffer type), while the static pairing field is approximated with a constant phenomenological parameter Δ . Within our approach, it is possible to evaluate the dynamic variation of the pairing gap associated with pairing vibrations. This quantity allows us to estimate the reduced spectroscopic factor for the excitation of monopole pairing vibrations in the two-neutron transfer reaction.

In our kinetic model of the collective pairing excitations in finite superfluid Fermi systems, nuclei are represented as homogeneous spheres of symmetric nuclear matter characterized by parameters (size, density, and pairing gap) typical of heavy superfluid nuclei. The collective pairing excitations are related to the variation of the anomalous phase-space distribution function $\delta\kappa(\vec{r}, \vec{p}, t)$ that is determined by the linearized dynamic equation

$$i\hbar\partial_t\delta\kappa(\vec{r}, \vec{p}, t) = 2(h_0 - \mu)\delta\kappa(\vec{r}, \vec{p}, t) - (2\rho_0 - 1)\delta\Delta(\vec{r}, \vec{p}, t) + 2\kappa_0\delta h(\vec{r}, \vec{p}, t) - 2\Delta\delta\rho_{ev}(\vec{r}, \vec{p}, t). \quad (1)$$

We are of interest in the real part $\delta\kappa_r(\vec{r}, \vec{p}, t)$, which gives the change in magnitude of $\kappa(\vec{r}, \vec{p}, t)$ with respect to the equilibrium value κ_0 . In Eq. (1), the variation of the even normal phase-space distribution function $\delta\rho_{ev}(\vec{r}, \vec{p}, t)$ from equilibrium distribution ρ_0 can be obtained from the condition enforced by the Pauli principle. The dynamic pairing-field fluctuations $\delta\Delta(\vec{r}, \vec{p}, t)$ are derived from self-consistent relations. The chemical potential μ is determined by the number of nucleons in the system. In the equilibrium single-particle Hamiltonian h_0 , we approximate the static nuclear mean field with a spherical square-well potential of radius R . This choice allows us to recover the simplicity of homogeneous systems: the equations become functions of the particle energy e alone. In the present paper, we shall neglect self-consistent variations of the normal mean field ($\delta h \approx 0$ in Eq. (1)).

To find a solution to equation (1), the anomalous density response function is considered. We assume that the pairing field of the system is subject to an external driving field of the kind

$$U_{ext}(r, t) = \beta \delta(t) f(r), \quad (2)$$

where $f(r) = \theta(r - R)$ and β is a small parameter. The external field (2) causes the extra fluctuations of the real part of the pairing-field fluctuations $\delta\Delta_r$ in Eq. (1). We can find the expression for the (Fourier-transform in time) anomalous density variation $\delta\kappa_r(r, \omega)$ induced by the external field (2) and define the monopole pairing response function as

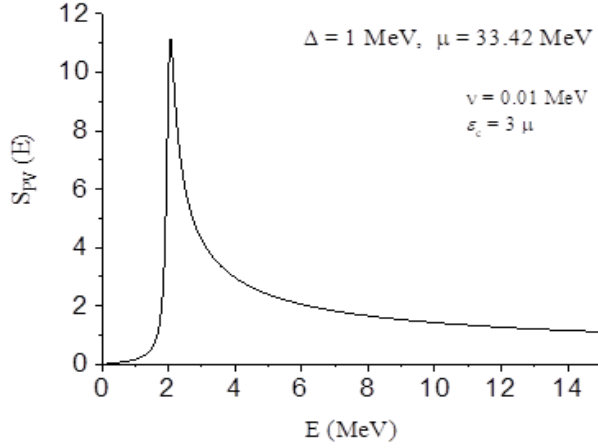
$$R_{pV}(\omega) = \frac{1}{\beta} \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \iint d\vec{r} d\vec{p} \delta\kappa_r(\vec{r}, \vec{p}, \omega) = \frac{1}{\beta} \int d\vec{r} \delta\kappa_r(\vec{r}, \omega). \quad (3)$$

The results of numerical calculations of the strength function associated with the monopole pairing response function (3) as

$$S_{pV}(\hbar\omega) = -(1/\pi) \text{Im} R_{pV}(\hbar\omega) / \alpha \quad (4)$$

are shown in Figure ($E = \hbar\omega$). In our calculations we used the standard values of nuclear parameters: $r_0 = 1.2$ fm, $\mu \approx \varepsilon_F = 33.42$ MeV, $m = 1.04$ MeV (10^{-22} s)²/fm² and $\Delta = 1$ MeV. The found strength function has a resonance structure with a sharp peak around double pairing gap 2Δ , which displays the monopole collective pairing mode.

Collective effects associated with pair correlations in nuclei can be observed in the two-neutron transfer reaction. To analyze the experimental data, we estimate the reduced spectroscopic factor S_{pV}/S_0 , where S_0 is the spectroscopic factor for the transfer of two neutrons to the ground state of the daughter nucleus and S_{pV} is the spectroscopic factor for the two-neutron transfer leading to pairing vibrations.



The strength function associated with the monopole anomalous density response function (3) for the finite system of correlated nucleons, which takes into account the residual pairing interaction. The parameter $\eta = 0.01$ MeV ensures the convergence in the response function (3) when $t \rightarrow +\infty$. The cutoff parameter of the single-particle energy spectrum $\epsilon_c = 3\mu$ is used in numerical calculations. The system contains $A = 208$ nucleons.

By analogy with quantum estimation [2], we assume that the semiclassical spectroscopic factor for the excitation of monopole pairing vibrations in a two-neutron transfer reaction is determined by the squared amplitude of the pairing gap variation associated with the monopole pairing vibration

$$S_{pV}(p,t)/S_0(p,t) \approx |\delta\Delta_{pV}|^2/\Delta^2. \quad (5)$$

To estimate the amplitude of the pairing gap vibrations $|\delta\Delta_{pV}|$ we use the monopole pairing response function (3), which can be rewritten as

$$R_{pV}(\omega) = [\alpha R_r^0(\omega)]/[B(\omega)\omega^2 - C(\omega)]. \quad (6)$$

The response function (6) means that the amplitude of the pairing gap vibrations approximately satisfies the equation of harmonic oscillator:

$$\omega_{pV}^2 B(\omega_{pV})|\delta\Delta_{pV}| - C(\omega_{pV})|\delta\Delta_{pV}| = 0. \quad (7)$$

Taking into account the expression for the energy of the harmonic oscillator (7) and “the quantum relation” between this semiclassical energy and the eigenfrequency of the pairing vibrations, we get

$$|\delta\Delta_{pV}|^2 = [\hbar\omega_{pV}]/[\omega_{pV}^2 B(\omega_{pV})]. \quad (8)$$

By using Eq. (8) and an analytical expression for the monopole pairing response function (6), the reduced spectroscopic factor (5) can be found in the form

$$\frac{S_{pV}(p,t)}{S_0(p,t)} \approx \left[\int_0^\infty d\epsilon \tilde{g}(\epsilon) \frac{\Delta^3}{2E(\epsilon)(\epsilon - \mu)^2} \right]^{-1}, \quad (9)$$

where $\tilde{g}(\epsilon)$ is the pair-neutron level energy density in the equilibrium mean-field, and $E(\epsilon)$ is the quasiparticle energy. It can be seen that the pairing vibrations give rise to a coherent contribution to the semiclassical spectroscopic factor, which is essentially determined by the distribution of the neutron levels near the Fermi energy, which is determined by quantum effects. To take into account an average coherent effect in the spectroscopic factor (9), we use the following prescription: the semiclassical spectrum has a gap d near the Fermi energy defined as $|\epsilon - \epsilon_F|_{\min} = d$, where $d/\Delta \ll 1$. A numerical evaluation of the reduced spectroscopic factor (9) for the excitation of monopole pairing vibrations in two-neutron transfer reaction in superfluid nuclei shows that it does not exceed several percent of the spectroscopic factor for the transfer of two neutrons to the ground state. We used the standard expression for the pairing gap in heavy nuclei $\Delta = 12/A^{1/2}$ MeV. The parameter of the average gap near the Fermi energy was chosen equal to $d = 0.1$ MeV. Our estimate is in agreement with the experimental data obtained for the ratio σ/σ_0 of the cross-section for the excitation of 0^+ state in the (p, t) reaction in the energy region of double pairing gap 2Δ to the cross-section for the excitation of the ground state for superfluid nuclei of the rare-earth and actinide regions [3]. In particular, in ^{158}Gd nucleus the experiment gives $\sigma/\sigma_0 = 0.03$ for the 0^+ state with the energy $E = 1.957$ MeV, in ^{232}U nucleus – $\sigma/\sigma_0 = 0.02$ for the 0^+ state with the energy $E = 1.569$ MeV, in ^{228}Th nucleus – $\sigma/\sigma_0 = 0.06$ for the 0^+ state with the energy $E = 1.627$ MeV.

1. V.I. Abrosimov et al. Nucl. Phys. A 864 (2011) 38.
2. V.M. Strutinsky, V. I. Abrosimov. Z. Phys. A 289 (1978) 83.
3. A.I. Levon et al. Phys. Rev. C 100 (2019) 034307.

ФОТОННА СИЛОВА ФУНКЦІЯ ІЗ ЗБУДЖЕННЯМ ДВОХ РЕЗОНАНСНИХ СТАНІВ ДЛЯ ФОТОПОГЛИНАННЯ

О. М. Горбаченко, В. А. Плюйко, А. І. Кучер, В. М. Петренко

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Проаналізовано застосовність аналітичного виразу для фотонної силової функції (ФСФ) електричного дипольного (E1) фотопоглинання у області, що включає гігантський та пігмі дипольні резонанси (G, P). Разом з глобальними напівфеноменологічними моделями, а саме моделями Стандартного Лоренціану (SLO) і Спрощеного Модифікованого Лоренціану (SMLO) [1 - 6], досліджується та тестується нове розширення запропонованого авторами раніше аналітичного підходу збудження двох зв'язаних резонансних станів (модель Two State Excitation (TSE)) [7, 8] з різними залежностями від енергії ширин функції відгуку резонансних станів ядра на електричне поле. Для опису процесу поглинання гамма-квантів використовується ФСФ фотопоглинання \vec{f} , яка пропорційна уявній частині функції відгуку ядра $\chi(E_\gamma)$ на електромагнітне поле із частотою $\omega = E_\gamma / \hbar$ і визначається формулою: $\vec{f}_{X\lambda}(E_\gamma) = E_\gamma^{-2\lambda+1} \langle \sigma_{X\lambda}(E_\gamma) \rangle / (\pi \hbar c)^2 (2\lambda + 1)$, де E_γ - енергії гамма-випромінювання типу X із мультипольністю λ ; $\langle \sigma_{X\lambda}(E_\gamma) \rangle$ - середній переріз фотопоглинання. ФСФ, наприклад, ФСФ, що визначає переріз поглинання випромінювання електричного дипольного типу $\sigma_\gamma(E_\gamma) \equiv \langle \sigma_{E1}(E_\gamma) \rangle$, має вигляд: $\vec{f}_{E1}(E_\gamma) = -\text{Im} \chi(E_\gamma) \cdot 8.674 \cdot 10^{-8} / \pi$. У моделі TSE функція відгуку $\chi(E_\gamma)$ задається співвідношенням: $\chi(E_\gamma) = P(E_\gamma; G, P) + P(E_\gamma; P, G)$, де:

$$P(E_\gamma; k, l) = \left(z_k^2 + \frac{z_k z_l i E_\gamma \gamma}{E_l^2 - E_\gamma^2 + i E_\gamma (\Gamma_l + \gamma)} \right) / \left[E_k^2 - E_\gamma^2 + i E_\gamma (\Gamma_k + \gamma) + \frac{\gamma^2 E_\gamma^2}{E_l^2 - E_\gamma^2 + i E_\gamma (\Gamma_l + \gamma)} \right].$$

Тут E_m і z_m - енергія та внесок колективного стану типу $m = k, l = P, G$; Γ_m - ширина відгуку стану m ; γ - параметр зв'язку між двома станами. Вираз TSE з нульовим значенням сили зв'язку ($\gamma = 0$) відповідає відгуку незалежних мод P та G і складається з двох незалежних компонентів у вигляді функцій Лоренца. Для моделі TSE були протестовані такі залежності від енергії E_γ ширин Γ_m : лінійна $\Gamma_m(E_\gamma) = \Gamma_{m,S} \cdot E_\gamma / E_m$ (як у моделі SMLO), квадратична $\Gamma_m(E_\gamma) = \Gamma_{m,E} \cdot E_\gamma^2 / E_m^2$ (аналог виразу Ландау для ширини в моделі Фермі рідини за рахунок зіткнень, як у моделі підсиленого узагальненого Лоренціану EGLO[1]) та $\Gamma(E_\gamma) = \Gamma_{m,c} = \text{const}$ (як у моделі стандартного Лоренціану SLO[1]).

У даній роботі виконано підгонки експериментальних даних по перерізах $\sigma_\gamma(E_\gamma)$ [9 - 12] з теоретичними перерізами з ФСФ моделі TSE з різними значеннями $\gamma = 0, \neq 0$, енергій та виразами для ширин. Порівняння середніх значень середньо-квадратичних відхилень $\langle \chi^2 \rangle = \sum_{Z,A} \chi_{Z,A}^2 / N$ теоретичних розрахунків за моделлю TSE від експериментальних даних для N наборів ядер представлено в таблиці.

**Середні значення $\langle \chi^2 \rangle$ відхилення теоретичних розрахунків
від експериментальних даних для N наборів ядер**

Дані з робіт	N	TSE			
		$\gamma = 0, \Gamma_{G,C}, \Gamma_{P,C}$	$\gamma \neq 0, \Gamma_{G,C}, \Gamma_{P,C}$	$\gamma \neq 0, \Gamma_{G,S}, \Gamma_{P,C}$	$\gamma \neq 0, \Gamma_{G,E}, \Gamma_{P,C}$
[9]	2	0,66	0,45	0,37	0,33
[10, 11]	12	11,03	364,98	4,92	6,01
[12]	20	13,14	10,16	8,87	9,14

Відхилення $\chi_{Z,A}^2$ теоретичних розрахунків за моделлю TSE від експериментальних даних перерізів для кожного ядра (Z, A) розраховувалося таким чином $\chi_{Z,A}^2 =$

$$= \sum_{i=1}^{N_{point}} \left((\sigma_{thr}(E_{\gamma,i}) - \sigma_{exp,i}) / \Delta\sigma_{exp,i} \right)^2 / (N_{point} - N_{par}), \text{ де } N_{par} - \text{кількість параметрів при підгонці. моделлю}$$

TSE, N_{point} - кількість експериментальних точок у перерізах $\sigma_{exp} \equiv \sigma_{\gamma}$. На рисунках представлено результати розрахунків за моделлю TSE з $\gamma = 0, \neq 0$ та $\Gamma_{G,C}, \Gamma_{P,C}, \Gamma_{G,S}, \Gamma_{P,C}, \Gamma_{G,E}, \Gamma_{P,C}$ для ядер ^{89}Y [10, 11] ^{105}Pd [12] (рис. 1) та значення χ^2 (рис. 2) для різних ядер.

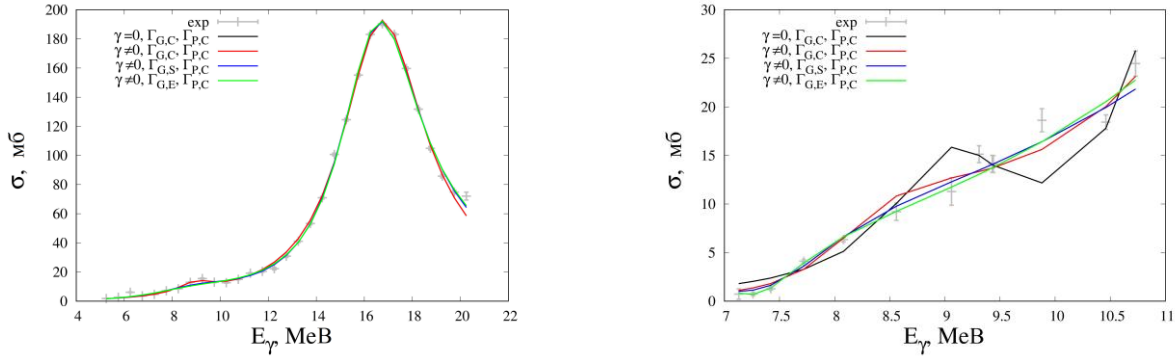


Рис. 1. Залежність перерізу фотопоглинання від енергії E_{γ} для ядер ^{89}Y [10, 11] (ліва панель) та ^{105}Pd [12] (права панель).

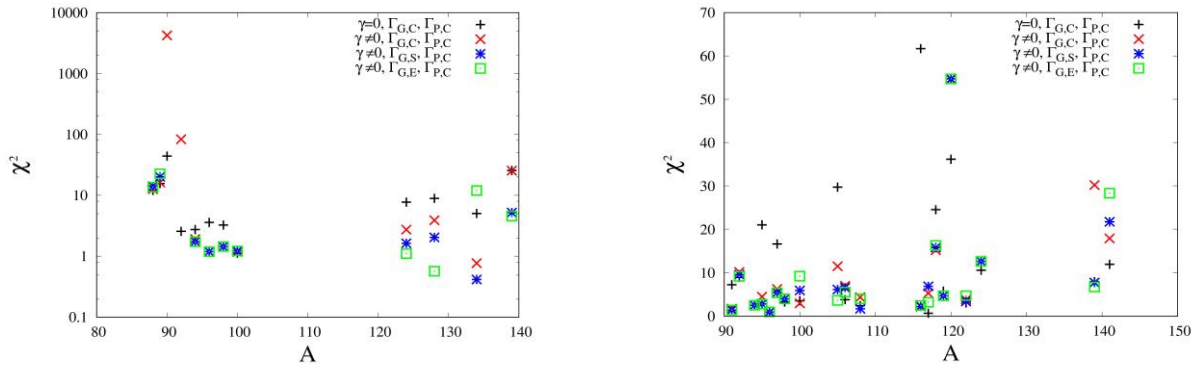


Рис.2. Залежність χ^2 для різних ядер [10, 11] (ліва панель) та [12] (права панель).

Видно, що при незалежній від енергії ширині пігмі-резонансу найкращий опис експериментальних даних досягається, коли ширина гігантського резонансу залежить від енергії. Врахування зв'язку(γ) між низько- та високоенергетичними модами в моделі TSE покращує опис експериментальних і мінімальне значення χ^2 відповідає опис із енергетично-залежними ширинами відгуку ГДР. Запропонована модифікація методу TSE є простим практичним підходом для опису та передбачення ФСФ із збудженням двох станів і дає змогу більш точно визначити характеристики колективних станів та дозволяє дослідити зв'язок між ними.

1. R. Capote et al. Nucl. Data Sheets 110 (2009) 3107.
2. B.L. Berman, S.C. Fultz. Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 713.
3. V.A. Plujko et al. At. Data Nucl. Data Tab. 123-124 (2018) 1.
4. S. Goriely, V. Plujko. Phys. Rev. C 99(1) (2019) 014303.
5. S. Goriely et al. EPJ A 55(10) (2019) 172.
6. T. Kawano et al. Nucl. Data Sheets 163 (2020) 109.
7. V. Plujko et al. EPJ Web of Conf. 146 (2017) 05014.
8. В.А. Плюйко та ін. Опис процесу фотопоглинання атомними ядрами з використанням фотонних силових функцій та визначення характеристик ядерних колективних станів. У кн.: Матеріали міжн. конф. «Ужгородська школа з атом. фіз. та квант. електр. до 100-річчя від дня народ. проф. Івана Прохоровича Записочного», Ужгород, 26 - 27 травня 2022 р. (Ужгород, 2022) с. 140.
http://www.iep.org.ua/content/conferenc/zap100years/files/proc_conf_zap100years.pdf
9. P. Adrich et al. Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 132501.
10. A. Makinaga et al., Phys. Rev. C 82 (2010) 024314.
11. R. Schwengner et al., Phys. Rev. C 78 (2008) 064314.
12. H. Utsunomiya et al., Phys. Rev. C82 (2010) 064610.

РОЗРАХУНКИ ПОПЕРЕЧНИХ ПЕРЕРІЗІВ ПІДБАР'ЄРНОГО ЗЛИТТЯ ТА ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ВАЖКИХ ІОНІВ У РАМКАХ МОДИФІКОВАНОГО ПІДХОДУ ТОМАСА - ФЕРМІ ІЗ СИЛАМИ СКІРМА

О. І. Давидовська, В. О. Нестеров, В. Ю. Денисов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Для дослідження властивостей основних станів атомних ядер і ядерних реакцій за їхньою участю у даній роботі [1] було використано модифікований підхід Томаса - Фермі. При цьому в квазікласичному розкладі кінетичної енергії по ступенях \hbar враховуються всі можливі доданки з точністю до \hbar^2 , а в якості нуклон-нуклонної взаємодії використовуються сили Скірма, що залежать від густини. У рамках такого підходу розподіли нуклонної густини у ядрах, що взаємодіють, також визначалися за допомогою модифікованого методу Томаса - Фермі, а для сил Скірма в обох випадках ми використовували параметризацію SkM*. Потенціали розраховано в наближенні «заморожених густин», яке цілком може бути застосовано при енергіях зіткнення, що лежать в околі бар'єра. Відзначимо, що модифіковане наближення Томаса - Фермі із силами Скірма добре описує енергії зв'язку ядер, розподіли нуклонної густини, середньоквадратичні радіуси та багато інших характеристик основних та збуджених станів ядер. Таким чином, використовуваний підхід надає змогу детально досліджувати властивості ядерно-ядерної взаємодії в околі точки дотику ядер.

На основі отриманих потенціалів розраховано перерізи підбар'єрного злиття для систем $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$ та $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$. Для обрахунку перерізів ми використовували програму CCFULL, що виконує розрахунок з урахуванням зв'язку каналів з низьколежачими мультипольними вібраційними поверхневими збудженнями в обох ядрах. Також у програмі враховуються нелінійні ефекти зв'язку з багатофононими мультипольними збудженнями поверхні. Характеристики збуджень 2^+ і 3^- , що необхідні для розрахунку перерізу за допомогою програми CCFULL, було взято з відповідних компіляцій експериментальних даних. При цьому ядерна частина потенціалу ядерно-ядерної взаємодії параметризується за допомогою потенціалу Вудса - Саксона, оскільки більшість відомих кодів для розрахунку перерізів ядерних реакцій враховує потенціал взаємодії саме у такій формі.

Основну увагу будемо приділяти якості параметризації в околі точки дотику ядер, оскільки ця область є найбільш важливою для опису як пружного розсіяння, так і підбар'єрного злиття. На рис. 1, як приклад, показано ядерну частину потенціалу взаємодії для $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ та її апроксимацію за допомогою потенціалу Вудса - Саксона.

За допомогою програми CCFULL одержали перерізи підбар'єрного злиття для систем $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ та $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$. Результати розрахунків для системи $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ наведено на рис. 2. Як бачимо, він цілком задовільно описує наявні експериментальні дані.

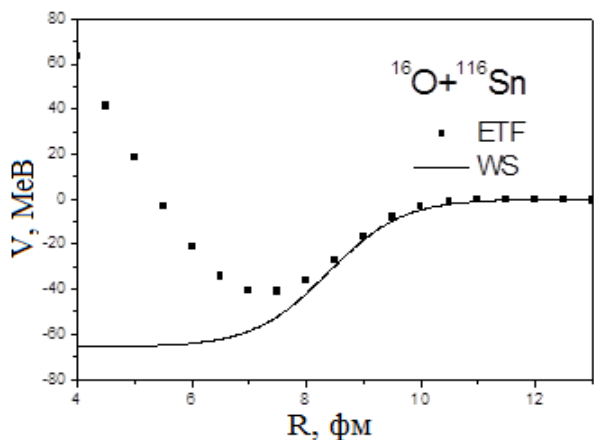


Рис. 1. Ядерна частина потенціалу взаємодії для системи $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$, одержана у модифікованому наближенні Томаса - Фермі (ETF), а також її апроксимація потенціалом Вудса - Саксона (WS).

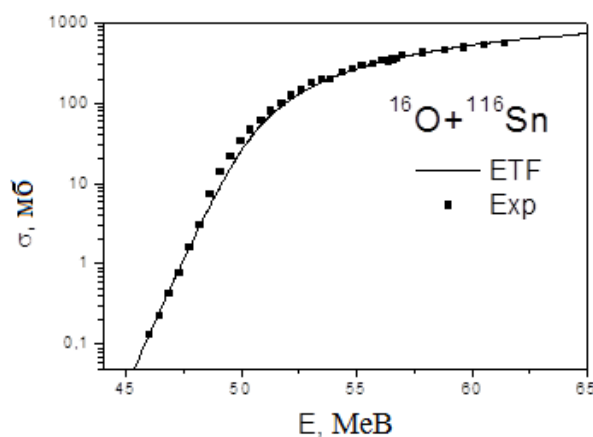


Рис. 2. Переріз підбар'єрного злиття для системи $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$, одержаний на основі потенціалу ядерно-ядерної взаємодії, отриманого в модифікованому наближенні Томаса - Фермі.

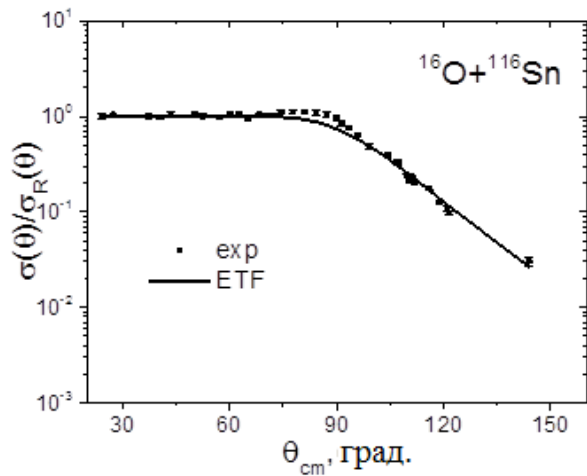


Рис. 3. Перерізи пружного розсіяння для системи $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$, одержані на основі потенціалів ядерно-ядерної взаємодії, отриманих у модифікованому наближенні Томаса - Фермі.

Використовуючи отримані потенціали ядерної частини ядерно-ядерного потенціалу для дійсної частини взаємодії, в рамках оптичної моделі було одержано перерізи пружного розсіяння для систем $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$ та $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$. Результати розрахунків перерізів пружного розсіяння для системи $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ за енергії пучка $E_{\text{cm}} = 64$ MeV представлено на рис. 3. Як видно з рисунку, знайдені нами перерізи пружного розсіяння добре узгоджуються з наявними експериментальними даними.

Таким чином, у рамках модифікованого методу Томаса - Фермі нами було отримано ядерно-ядерні потенціали для реакцій $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$ та $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$. На основі отриманих потенціалів одержано перерізи підбар'єрного злиття та пружного розсіяння, що добре узгоджуються з експериментальними даними.

1. O.I. Davydovska, V.Yu. Denisov, V.A. Nesterov. Nuclear Physics A 1018 (2022) 122372.

АМПЛІТУДА РОЗСІЮВАННЯ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК ЯДРАМИ В МОДЕЛІ СИЛЬНОГО ПОГЛИНАННЯ

В. В. Давидовський, А. Д. Фурса

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Головною метою представлених досліджень є розробка теоретичних моделей для аналізу процесів, що відбуваються під час розсіювання частинок середніх енергій сильно поглинаючими ядрами, з можливістю, в подальшому, узагальнення їх на випадок процесів розщеплення частинок на фрагменти в ядерно-кулоновому полі ядра.

Ці моделі будуються у S -матричному підході в представленні кутового моменту. Наприклад, вираз для амплітуди розсіювання частинок без спіну має вигляд

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2ik} (S_l - 1) P_l(\cos\theta), \quad (1)$$

де парціальний елемент S_l -матриці пружного розсіювання з орбітальним моментом l пов'язаний з ядерним фазовим зсувом δ_l та кулоною фазою η_l співвідношенням $S_l = e^{2i(\delta_l + \eta_l)}$.

У моделі сильного поглинання вважається, що довжина хвилі λ відносного руху частинок, що зіштовхуються, є малою порівняно з розміром R області сильної взаємодії $R/\lambda = kR \gg 1$, і що взаємодія видаляє з падаючої хвилі певну сукупність парціальних хвиль. Цим у теорії досягається можливість поглинання у вхідному каналі. Так, у моделі сильного поглинання з різким краєм маємо:

$$S_l = \begin{cases} 0, & l \leq l_0 \gg 1 \\ e^{2i\eta_l}, & l > l_0 \end{cases}, \quad e^{2i\delta_l} = \begin{cases} 0, & l \leq l_0, \text{Im}\delta_l \gg 1 \\ 1, & l > l_0 \end{cases}. \quad (2)$$

Величина граничного кутового моменту $l_0 = kR(1 - B/E)^{1/2}$, $E > B$, де $B = Ze^2/R$ – кулоновий бар'єр, E – енергія зіткнення. Якщо використовувати зв'язок $l = kb$ між орбітальним моментом та прицільним параметром b , то можна стверджувати, що модель має класичний аналог, а саме, частинка з $b \leq b_0 = R(1 - B/E)^{1/2}$ повністю поглинається, а з $b > b_0$ розсіюється кулоновим полем точкового заряду.

Записуючи S_l двома способами

$$S_l - 1 = e^{2i(\delta_l + \eta_l)} - 1 = (e^{2i\eta_l} - 1) + e^{2i\eta_l} (e^{2i\delta_l} - 1) = (e^{2i\delta_l} - 1) + e^{2i\delta_l} (e^{2i\eta_l} - 1), \quad (3)$$

представимо амплітуду (1) двома еквівалентними виразами:

$$\begin{aligned} f(\theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2ik} (e^{2i\eta_l} - 1) P_l + \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2ik} e^{2i\eta_l} (e^{2i\delta_l} - 1) P_l = f_c(\theta) + \tilde{f}_n(\theta) = \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2ik} (e^{2i\delta_l} - 1) P_l + \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2ik} e^{2i\delta_l} (e^{2i\eta_l} - 1) P_l = f_n(\theta) + \tilde{f}_c(\theta). \end{aligned} \quad (4)$$

У цих виразах $f_c(\theta)$ і $f_n(\theta)$ – амплітуди суто кулонового та суто ядерного розсіювання, а $\tilde{f}_n(\theta)$ і $\tilde{f}_c(\theta)$ – модифіковані відповідно кулоновим та ядерним полем амплітуди ядерного та кулонового розсіювання. Враховуючи, що $\sum_{l=0}^{l=\infty} (2l+1) P_l = 0$, для амплітуди розсіювання (1) отримаємо вираз

$$f(\theta) = \sum_{l=l_0}^{l=\infty} \frac{2l+1}{2ik} e^{2i\eta_l} P_l \approx \frac{1}{ik} \int_{l_0}^{\infty} l^{2i\eta_l+1} J_0(l\theta) dl. \quad (5)$$

Введення критичного моменту l_0 розмежує область повного поглинання частинок ($l \leq l_0$) і область суто кулонового розсіювання ($l > l_0$). Зауважимо, що різке розмежування значень орбіталь-

них моментів має наближений характер і має сенс із точністю до величини порядку одиниці. Іншими словами, роль проміжних членів із значеннями l , близькими до l_0 , має бути незначною, тобто, при зміні l_0 на величину порядку одиниці, амплітуда $f(\theta)$ змінюється несуттєво. Це доведено зробленими оцінками.

Пряме обчислення амплітуди (5) є неможливим через розбіжність суми чи інтеграла на верхній границі. Функція під інтегралом зростає на нескінченності як $l^{1/2}$. Причина полягає в тому, що кулонова фаза $\eta_l = n \cdot \ln l$ не прямує до нуля при $l \rightarrow \infty$, тобто, розсіювання кулоновим потенціалом відбувається при будь-яких великих відстанях між частинками. Проте, ряд (5) можна підсумувати, а інтеграл обчислити методом регуляризації.

Крім того, зручно застосувати до інтегралу (5) інтегрування частинами двічі, оскільки воно суттєво покращує його збіжність. Так, у результаті першого інтегрування частинами отримуємо вираз:

$$\int_{l_0}^{\infty} l^{2in} J_0(l\theta) dl = -l_0^{2in+1} \frac{J_1(l_0\theta)}{\theta} - \frac{2in}{\theta} \int_{l_0}^{\infty} l^{2in} J_1(l\theta) dl, \text{ а амплітуда набуває вигляду:}$$

$$f(\theta) = \frac{i}{k} \left\{ l_0^{2in+1} \frac{J_1(l_0\theta)}{\theta} + \frac{2in}{\theta} \int_{l_0}^{\infty} l^{2in} J_1(l\theta) dl \right\}. \quad (6)$$

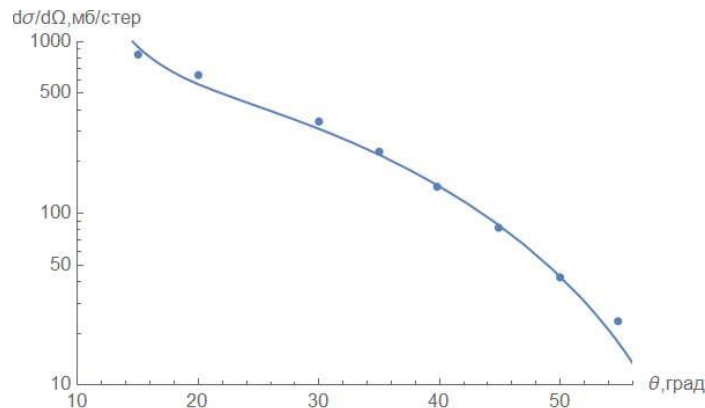
Враховуючи, що $J_1(x) = -J_0'(x)$, і виконуючи друге інтегрування частинами, знаходимо

$$\int_{l_0}^{\infty} l^{2in} J_0'(l\theta) dl = -l_0^{2in} \frac{J_0(l_0\theta)}{\theta} - \frac{2in}{\theta} \int_{l_0}^{\infty} l^{2in-1} J_0(l\theta) dl.$$

У результаті, для амплітуди розсіювання отримуємо остаточний вираз:

$$f(\theta) = \frac{i}{k} l_0^{2in} \left\{ \frac{l_0}{\theta} J_1(l_0\theta) + \frac{1}{\theta^2} \left[2in J_0(l_0\theta) + (2in)^2 (l_0\theta)^{-2in} D_n(l_0\theta) \right] \right\}, \quad (7)$$

де введено дифракційний інтеграл $D_n(z) = \int_z^{\infty} x^{2in} \frac{J_0(x)}{x} dx$.



Залежність розрахованого диференціального перерізу процесу пружного розсіювання $^{12}\text{C}(p, p)^{12}\text{C}$ від кута розсіювання.

На рисунку показано залежність розрахованого диференціального перерізу від кута розсіювання на прикладі процесу пружного розсіювання $^{12}\text{C}(p, p)^{12}\text{C}$ при енергії 28 МеВ. Дано порівняння з експериментом. Збіг виглядає прийнятним.

ISOMER $^{229\text{m}}\text{Th}$ AS A NUCLEAR CLOCK

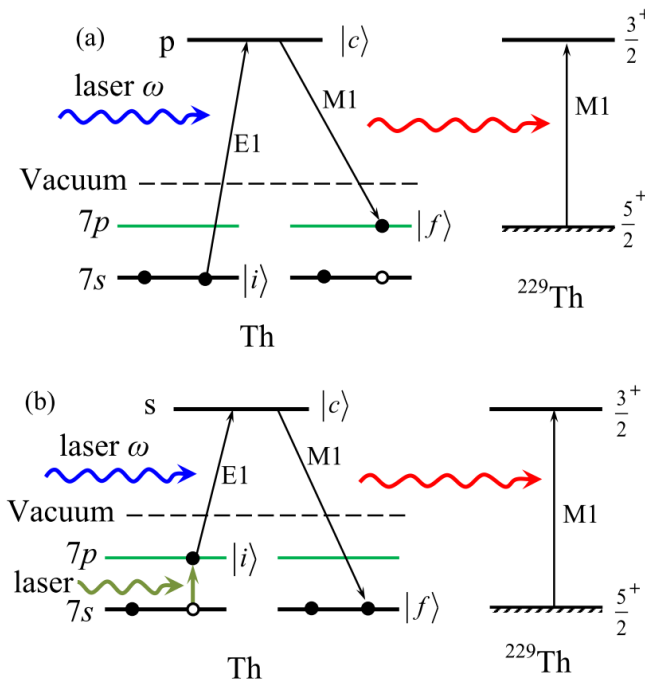
A. Ya. Dzyublik

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

The ^{229}Th takes up a unique place in the nuclear chart, having the first-excited isomeric level $3/2^+$ with extremely low energy E_{is} , which lies in the ultraviolet region. Seiferle et al. [1] reported the result $E_{\text{is}} = 8.28 \pm 0.17$ eV, which can be considered today as the most reliable evidence. Note also that the $^{229\text{m}}\text{Th}$ in neutral atom predominantly decays through the internal conversion (IC) channel (the conversion coefficient $\alpha = 10^9$). Hot interest in the isomer $^{229\text{m}}\text{Th}$ is dictated for many years by its fascinating applications, where the most striking one is the nuclear clock [2], which will become the more precise standard of frequency than already existing optical clocks with error 10^{-18} . Besides, it would be highly stable against external influences because of electron shielding. Among other applications, there is a nuclear laser in the optical region [3], the search of time variation of the physical constants [4], the Mössbauer effect at ^{229}Th nuclei with the absorption and emission spectra, represented only by phononless lines [3], etc.

The main problem with the way of creation of the nuclear clock is an effective population of $^{229\text{m}}\text{Th}$ and high-precision determination of its energy. This can be achieved only with lasers, having small frequency dispersion. Starting from the pioneering works of Tkalya [5, 6] different kinds of electronic bridges (EB) have been created by one or two lasers. Previously all the theorists were discussing the EB, which only connects discrete atomic levels. A new step in this direction has been undertaken by Borisyyuk et al. [7], who regarded the possibility to populate $^{229\text{m}}\text{Th}$ via the electron continuum. Indeed, this can be realized for the thorium atom, which has an ionization energy of 6.3 eV, that is the nuclear isomeric level is drowned in the electronic continuum spectrum. Such a fact facilitates laser tuning to the resonance. In the third order of quantum electrodynamics (QED) Borisyyuk et al. [7] calculated the cross section σ_{EB} of the isomer excitation and outlined possible schemes of the experiment. However, their derivation had a number of drawbacks.

Therefore, I derived [8] the cross section for the EB through the continuum, by applying strict methods of the scattering theory. Possible realistic scenarios of EB are shown in Figure. In case (a) the atomic electron from the upper 7s state absorbs the laser photon and performs an E1 transition to the p-state of the continuum, where it carries the orbital angular momentum $l = 1$. In the alternative case (b) the initial state is the 7p atomic level, excited by an additional laser, while in the intermediate s-state $|c\rangle$, ensured again by E1 transition, $l = 0$. In both events, the electron, coming back to the thorium atom, transfers its energy to the nucleus and excites its isomeric level. The nucleus + electron were regarded as a system with two overlapping resonant levels. In the first one, we have a free electron and the nucleus in the ground state, while in the second there are the bound electron and excited isomer. In [7, 8] the laser pulse was considered as a bunch of uncorrelated photons.



Sketch of the EB via continuum, induced by laser, with excitation of the isomer $^{229\text{m}}\text{Th}$. The continuum lies above the dashed line (Vacuum). (a) – EB begins from the upper 7s level of a Thorium atom and ends in the excited 7p one. (b) – EB begins from level 7p, excited by the second laser, and ends when the electron is captured by the atom into the 7s vacancy.

In both cases, ionization of the atom proceeds in E1 transitions (see Figure). Resonant excitation of the nucleus happens at the reverse electron transitions of the same type and multipolarity as the nuclear M1 transition.

A more adequate description has been done just now, treating the laser pulse as a classical electromagnetic wave packet with the Lorentzian frequency distribution. The interaction of the atomic electrons with such a laser field explicitly depends on time. Therefore, we must solve a rather cumbersome time-dependent Schrödinger equation in order to find the excitation probability of $^{229\text{m}}\text{Th}$ by the laser pulse via EB. However, the task was considerably simplified by applying the formalism of generalized Floquet functions with their period T tending to infinity [9]. Then the time-dependent problem reduces to calculations of the transition matrix, using the technique of the stationary scattering theory. In the approximation of weak laser pulses, I derived simple formulas for the excitation probabilities of the isomer $^{229\text{m}}\text{Th}$ by the laser pulse and compared them with previous calculations of the average excitation cross-section. When the ionization probability of the atom is calculated in the first order (weak laser), it is proven that both approaches provide the same result.

Moreover, the EB via a bound atomic level is also regarded. It is interesting that in this case, the excitation probability as a function of the laser carrier frequency represents two peaks associated with the resonant levels of the atomic-nuclear system. The first peak is located at the frequency of direct electron transition from the initial state to the excited one. The second peak is provided by the two-step atomic-nuclear transition to the state c_2 through the intermediate state c_1 . The coupling of these states is realized by the virtual M1 photons, bringing the electron energy to the nucleus. The same peculiarities appear in the NEET spectra, generated by X-rays near the K photo-absorption threshold.

Besides, the transition matrix was modified to take into consideration all the orders of the perturbation theory, which are essential if the electron excitation is caused by short laser pulses of arbitrary power. It is indicated that in the case of EB via atomic levels, when a short laser pulse is tuned to resonance with the first transition, the Rabi oscillations can arise, so that π pulses may strongly enhance the effect of the isomer excitation.

1. B. Seiferle et al. Energy of the ^{229}Th nuclear clock transition. *Nature* 573 (2019) 243.
2. L. Wense, B. Seiferle. The ^{229}Th isomer: prospects for a nuclear optical clock. *Eur. Phys. J.* 56 (2020) 277.
3. E.V. Tkalya. Proposal for a nuclear gamma-ray laser of optical range. *Phys. Rev. Lett.* 106 (2011) 162501.
4. V.V. Flambaum. Enhanced effect of temporal variation of the fine structure constant and the strong interaction in ^{229}Th . *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006) 092502.
5. E.V. Tkalya. Excitation of low-lying isomer level of the nucleus ^{229}Th by optical photons. *JETP Lett.* 55 (1992) 211.
6. E.V. Tkalya. Cross section for excitation of the low-lying (<5 eV) ^{229}Th isomer with laser radiation by the inverse electron bridge. *Sov. J. Nucl. Phys.* 55 (1992) 1611.
7. P.V. Borisyuk et al. Excitation of the low-energy $^{229\text{m}}\text{Th}$ isomer in the electron bridge process via the continuum. *Phys. Rev. C* 100 (2019) 044306.
8. A.Ya. Dzyublik. Excitation of $^{229\text{m}}\text{Th}$ in the electron bridge via continuum, as a scattering process. *Phys. Rev. C* 102 (2020) 024604.
9. А.Я. Дзюблик. Решение временного уравнения Шредингера в нетрадиционном гильбертовом пространстве. *ТМФ* 87 (1991) 86.

PRODUCTION OF BOTTOM QUARK-ANTIQUARK PAIRS IN PROTON-PROTON COLLISIONS AND IN ELECTRON-POSITRON ANNIHILATION

V. V. Kotlyar

*NSC “Kharkiv Institute of Physics and Technology”,
National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv, Ukraine*

The present report aims to investigate the mechanisms of beauty quark production in pp and e^+e^- scattering. Particular emphasis is laid on processes beyond the leading order (LO) in perturbative Quantum Chromodynamics (pQCD), modifications of differential distributions, and of correlation observables by parton showers. Research into beauty quark production mechanisms and predictions for the cross sections of these processes are of interest for the elimination of background in precise studies in top quark and Higgs boson physics and for searches of deviations of predictions based on the Standard model in particle physics from results of the experiments.

The partonic processes, in which one or two pairs of bottom quark-antiquark are created in junctions with “jets”, are simulated with codes generated by MadGraph5_aMC@NLO [1, 2]. Calculations of the partonic processes are carried out at the next-to-leading order of pQCD at one loop approximation, i.e. including emission of real and virtual particles. The gluons (g), up, down, strange, and charm quarks (q) and antiquarks have zero masses, while the bottom quarks (b) are massive.

As can be seen from Fig. 1, the pQCD process beyond the LO, in particular with one or two gluons in the initial or final states, are essential for the bottom quark production both in e^+e^- and pp collisions.

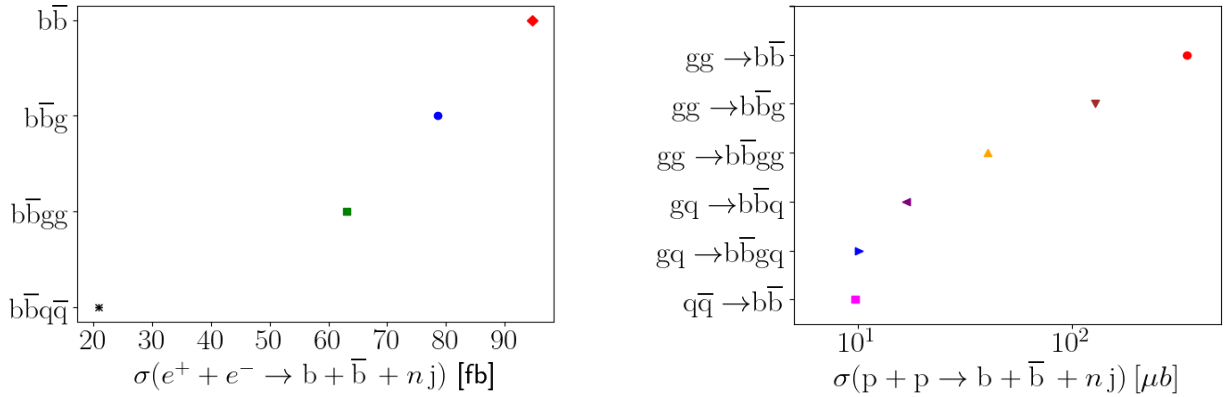


Fig. 1. *Left* – cross-sections of the partonic processes in electron-positron annihilation at $s^{1/2} = 1$ TeV, computed at minimal “jet” transverse momentum $p_{Tj} = 40$ GeV/c. *Right* – in proton-proton scattering at $s^{1/2} = 13$ TeV for $p_{Tj} = 8$ GeV/c. The processes with the cross-sections smaller than 1 μb are not shown.

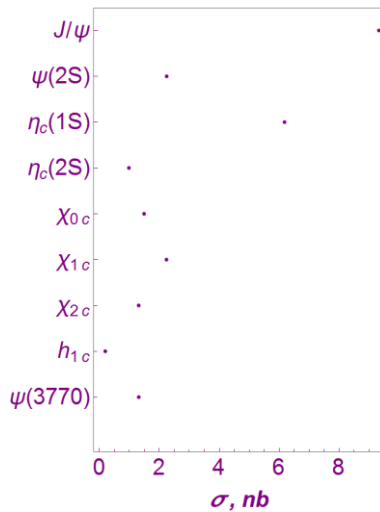


Fig. 2. Cross-sections of charmonia from the decay of the bottom hadrons in proton-proton scattering at $s^{1/2} = 8$ TeV for $p_{Tj} = 2$ GeV/c.

For p_{Tj} growing from 20 up to 100 GeV/c renormalization scale uncertainties for the processes on the left side of Fig. 1 reduce from (+43 %, -116 %) down to (+4 %, -13 %) for the scale factor within the range [1/2, 2]. Scale variations of the cross sections on the right side are +19 % and -48 % in the same scale factor envelope. Uncertainties that originate from the parton distribution functions are ± 4.5 %.

The soft QCD dynamics are simulated with the help of Pythia 8 [3, 4]. The partonic events are showered, and the hadronization processes are modeled in the framework of the Lund string model. The cross sections of charmonia, that spring from decays of bottom hadrons, mainly from the B mesons, are shown in Fig. 2. The cross sections for $J/\psi(1S)$ and $\eta_c(1S)$, as Fig. 2 demonstrates, are more than three times larger than for other hidden charm mesons.

The integral cross section of non-prompt J/ψ meson production at 8 TeV is obtained under the kinematic conditions of the LHCb experiment at the LHC, in which

transverse momenta and rapidity of the meson are in intervals $p_T < 14$ GeV/c and $2.0 < y < 4.5$. Cross-section computed for $p_{Tj} = 2$ GeV/c

$$\sigma(p + p \rightarrow J/\psi + X) = 1.69 \mu\text{b}$$

overestimates the result of LHCb experiment [5]

$$\sigma(p + p \rightarrow J/\psi + X, \text{LHCb}) = 1.28 \pm 0.01 \pm 0.11 \mu\text{b}.$$

It should be noted that the uncertainties of the LHCb measurement are much smaller than the scale variations of the calculations.

The computed differential cross section of non-prompt J/ψ production as a function of the meson transverse momenta p_T and the measured distribution [5] are in agreement in the area of maximum near $p_{Tj} = 2$ GeV/c. Nevertheless, the slopes of the distributions differ. The deviation increases with the growth of the transverse momenta. The pQCD corrections of higher orders, which are not included in the calculations, are hardly responsible for the deviation. This observation clearly indicates that more sophisticated models of soft QCD processes have to be used in the simulations.

Advances in parton shower theory and in hadronization dynamics, especially recent developments in the Lund string model such as the Colour Reconnection Beyond Leading Colour model [7], implemented in Pythia 8, are of great interest with this respect. Consistency in merging of parton events with 2 ... 5 particles in the final states within the FxFx method [7, 8], matching the calculations, based on QCD matrix elements, with the parton showers can also have an impact on the differential distributions.

The performed simulations can be useful for studies of potentialities and the scope of the methods and models employed, especially in pQCD, of heavy quark hadronization mechanisms, for calculations of integral cross sections, differential distributions, and correlation observables in open and hidden flavor meson and baryon production in proton-proton collisions and in electron-positron annihilation at the LHC, ILC, and CLIC energies.

1. J. Alwall et al. JHEP 07 (2014) 079.
2. R. Frederix et al. JHEP 11 (2021) 085.
3. T. Sjöstrand. Comput. Phys. Commun. 246 (2020) 106910.
4. C. Bierlich et al. A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3. arXiv: 2203.11601 [hep-ph].
5. LHCb collaboration: R. Aaij et al. J. High Energy Phys. 06 (2013) 064.
6. J. R. Christiansen, P. Z. Skands. JHEP 08 (2015) 003.
7. R. Frederix, S. Frixione. JHEP 12 (2012) 061.
8. R. Frederix et al. JHEP 11 (2021) 085.

ПОПРАВКИ ДО ТИСКУ ДЛЯ ОДНОКОМПОНЕНТНОЇ ТА ДВОКОМПОНЕНТНОЇ МОДЕЛІ ВАН ДЕР ВААЛЬСА ЯДЕРНОГО ФАЄРБОЛУ В СТАДІЇ ФРІЗАУТУ

Я. Д. Кривенко-Еметов

Національний технічний університет України «КПІ ім. Ігоря Сікорського», Київ, Україна

При обчисленні статистичного інтегралу Великого канонічного ансамблю (ВКА) для випадків однокомпонентного та двокомпонентного газу ван дер Ваальса (ВДВ) застосовано метод перевалу. Це дало змогу отримати поправки до тиску та щільності для кінцевої статистичної системи. Зазначені вклади, з урахуванням реалістичного ефективного потенціалу, дають змогу враховувати кінцеві розміри системи для ядерного фаєрболу, що виникає в ядро-ядерних зіткненнях за високих енергій. Поправка, що залежить від розмірів системи, зникає на термодинамічній межі, де, згідно зі статистичною фізикою, немає відмінностей між статистичними ансамблями. В основу роботи покладено модель, розроблену в статті [1]. Надано більш докладний математичний апарат моделі, оцінено деякі більш тонкі ефекти (такі як додаткові внески до тиску і щільності, середньоквадратичні флуктуації), запропоновано нову двокомпонентну мезонну модель для випадку температур вище за поріг народження ($T > 135 \text{ MeV}$), коли кількість мезонів не зберігається. У рамках цієї асиметричної мезонної моделі підраховано внесок до тиску, що виникає при розрахунку кінцевих розмірів ядерного фаєрболу [2]. Внесок від отриманих поправок з урахуванням різних радіусів і скінченності ядерного фаєрболу виявився помітним. Тому розроблена модель може бути застосована при аналізі експериментальних даних з вивчення адронної фази ядерного фаєрболу, що виникає, зокрема, при дослідженні кварк-глюонної плазми.

Для однокомпонентного газу ВДВ отримано формулу, яка враховує внесок у тиск скінченного об'єму системи V_s . Формула в параметричному вигляді визначає зв'язок між тиском P , температурою T та щільністю n . Як параметр виступає сідлова точка. Отриманий внесок, природно, зникає в термодинамічній межі, де немає різниці між Канонічним ансамблем (КА) та ВКА. Для великих, але скінчених об'ємів (наприклад, в моделі ядерного фаєрболу) з трьох доданків залишається тільки один, який залежить від V_s . Він зникає при $V_s \rightarrow \infty$, а рівняння, отримане для випадку частинок нульових радіусів притягання і відштовхування $B(T) = 0$, переходить в рівняння для ідеального газу. Оцінки отриманих поправок до тиску та щільності впливають із середньоквадратичних флуктуацій відповідних величин.

Проаналізовано вплив урахування виключеного об'єму і притягання у разі двокомпонентного газу: 1) π^- та π^+ -мезонів; 2) протонів і нейтронів. Розрахунки було виконано в КА та ВКА для двокомпонентної системи методом перевалу. Отримано формулу для тиску з прозорим нерелятивістським обмеженням, яке обумовлено збереженням баріонного числа різних газових компонентів, таких як нейтрони та протони ядерної речовини. Ця формула може бути використана для аналізу експериментальних даних щодо чисел виходу та критичних параметрів при ядро-ядерних зіткненнях за високих енергій. Як приклад такого використання було запропоновано узагальнення представленої моделі ВДВ на асиметричний випадок двокомпонентної моделі (π^0 - та π^+ -мезони) з реалістичними параметрами твердого кора і притягання.

$$P(T, \mu_1, \mu_2, n_1, n_2) = \frac{Tn_1}{1 - b_{11}n_1 - \tilde{b}_{21}n_2} + \frac{Tn_2}{1 - b_{22}n_2 - \tilde{b}_{12}n_1} - n_1(a_{11}n_1 + \tilde{a}_{21}n_2) - n_2(a_{22}n_2 + \tilde{a}_{12}n_1) + dP, \quad (1)$$

де доданок dP враховує скінченність розмірів фаєрболу: $dP = -\frac{\ln C}{2V}$, $C = |n_1 B_{11} n_2 B_{22} - n_1 \tilde{B}_{12} n_2 \tilde{B}_{21}|$,

$b_{ij} = \frac{2}{3} \pi (R_i^0 + R_j^0)^3$, $c_{ij} = \frac{2}{3} \pi (R_i + R_j)^3$, $a_{ij} = u_0^{ij} (c_{ij} - b_{ij})$, $\tilde{B}_{ij} \approx b_{ij} - \tilde{a}_{ij}/T$, $\tilde{b}_{ij} = 2b_{ii}b_{jj}/(b_{ii} + b_{jj})$, $\tilde{a}_{ij} \approx a_{ij}b_{ii}/(b_{ii} + b_{jj}) - b_{ij}(b_{ii}a_{ii} + 2b_{ii}a_{jj} - b_{jj}a_{ii})/(b_{ii} + b_{jj})^2$, u_0^{ij} - глибина ефективної потенційної ями, R_i^0 та R_i - ефективні радіуси відштовхування та притягання, відповідно.

Для більш адекватного опису ядро-ядерних взаємодій у початковій стадії фрізауту, вище порогу народження нових частинок ($T > 135 \text{ MeV}$), запропоновано таке узагальнення моделі ВДВ на ядерний

фаєрбол із середніми розмірами $\langle V_f \rangle \sim (\langle V_f^{\min} + V_f^{\max} \rangle) / 2 \sim (3/4)\pi \langle a \rangle \langle b \rangle^2 \sim (3/4)\pi r_0^3 \langle\langle A \rangle\rangle$, де $r_0 = 1,1 \div 1,2$ фм, $\langle a \rangle$, $\langle b \rangle$ - середні півосі еліпсоїда, $\langle\langle A \rangle\rangle$ - масове число ядер, які залишаються в фаєрболі після зіткнення. Додатково введемо такі природні припущення:

1) будемо розглядати випадок, коли середні міжнуклонні енергії вище порогу народження легких мезонів і обмежимося лише двома сортами частинок (π^0 - і π^+ - мезони), внеском від інших частинок нехтуємо; 2) оскільки реакції народження π^+ - мезонів є у два рази більш імовірними, ніж реакції народження π^0 - мезонів, тому будемо вважати $n_0 = kn_+ = n$, де $n < 1$; 3) введемо ефективний потенціал мезонної взаємодії $U^{(i,j)}$ (де $(i,j) = \{+,0\}$: “(0+)” - взаємодія π^0 - мезонів з π^+ - мезонами, де “(++)” - взаємодія π^+ - мезонів з π^+ - мезонами, “(00)” - взаємодія π^0 - мезонів з π^0 - мезонами), який приводить до приблизно тих же значень тиску і густини, що й реальний потенціал. Реальний мезон-мезонний потенціал, можна замінити на ефективний прямокутний потенціал. Можна записати:

$$U^{(i,j)} = \begin{cases} \infty & \text{if } r < R_i^0 + R_j^0 \\ u_0^{(i,j)} & \text{if } R_i^0 + R_j^0 \leq r < R_i + R_j \\ 0 & \text{if } R_i + R_j \leq r \end{cases}$$

4) радіус твердого кора π^+ - мезона вважаємо відомим $R_+^0 = 0,5$ фм, а радіус твердого кора π^0 - мезона прийемо набагато меншим за радіус π^+ - мезона $R_0^0 \ll R_+^0$. Тоді за умови $R_2^0 \ll R_2^0 \Rightarrow b_{22} \ll b_{11}$, у формулі для тиску доданок, що відповідає кінцевим розмірам фаєрболу, суттєво спрощується. Остаточно маємо: $dP(T,n) \sim -\frac{T}{2 \langle V_f \rangle \ln(b_{22}n)}$. Також з моделі органічно знаходяться середні флуктуації

густини і тиску. Залежність мезонного тиску P та величини $R = dP / \langle P \rangle$ від густини мезонів зображено на рис. 1 та 2 відповідно.

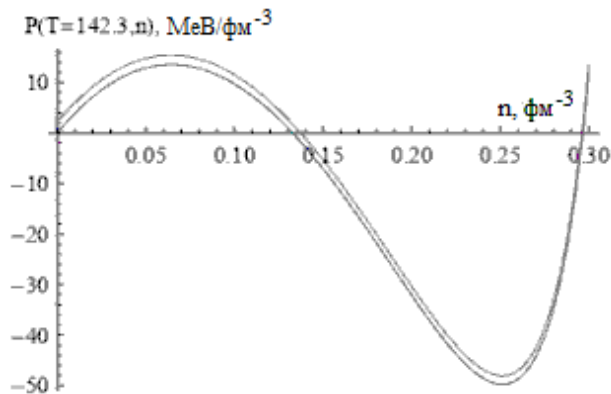


Рис. 1. Залежність мезонного тиску $P(T, \mu_1, \mu_2, n_0 = kn_+ = n)$ [3] від густини мезонів у двоконентній асиметричній моделі ВДВ з поправкою (верхня ізотерма) та без поправки (нижня ізотерма), $T = 142,3$ MeV, $R_+^0 = 0,5$ фм, $R_0^0 = 0,01$ фм, $\langle V_f \rangle \sim 600$ фм³, $k = 0,5$, $u_0^{(+,0)} \sim 80 \div 100$ MeV.

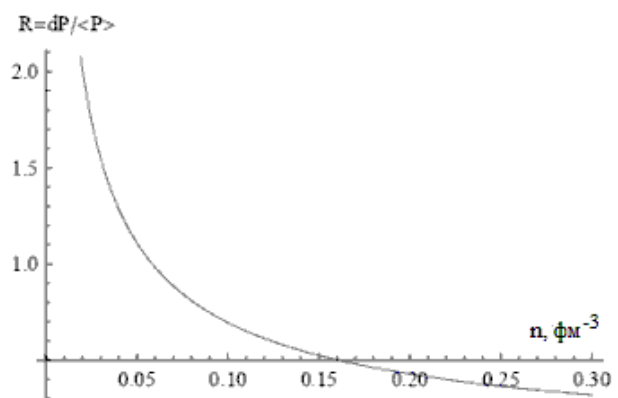


Рис. 2. Відношення поправки до тиску (1) dP від розмірів мезонного фаєрболу до величини середньоквадратичної флуктуації тиску $\langle P \rangle$ залежно від густини мезонів. Спостерігається збільшення поправки при малих густинах, що є характерними для кінцевих етапів фрізауту.

1. Ya.D. Krivenko-Emetov. In: XXVIII Ann. Sci. Conf. of the Institute for Nuclear Research of the National Academy of Sciences of Ukraine. Abstracts of Reports, Kyiv, Sept. 27 – Oct. 1, 2021 (Kyiv, 2021) p. 27.
2. Д. Соколюк, Я. Кривенко-Еметов. Двокомпонентна модель Ван-дер-Ваальса ядерного фаєрболу у стадії охолодження (фрізауту). В кн.: Матер. XX Всеукр. наук.-практ. конф. студентів, аспірантів та молодих вчених “Теоретичні і прикладні проблеми фізики, математики та інформатики: матеріали”, Київ, 15 черв. 2022 р. (К.: Політехніка, 2022) с. 88.
3. M.I. Gorenstein, A.P. Kostyuk, Ya.D. Krivenko. J. Phys. G 25 (1999) 75.

БЕТА-РОЗПАД $^{131}\text{I} \rightarrow ^{131}\text{Xe}$

Г. П. Куртєва

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Для розрахунків використано метод, в якому враховуються квазічастинкові й багатофононні (до десяти фононів) стани основної смуги парно-парного остова, а також вплив вакуумних флуктуацій квазічастинок на перенормування одночастинкових моментів і ефективних сил [1]. Спочатку в рамках динамічної колективної моделі (ДКМ) розраховуються енергії, магнітні дипольні й електричні квадрупольні моменти, спектроскопічні фактори основного й збудженого станів ^{131}Xe , а також зведені ймовірності електромагнітних переходів між ними. Розрахунок бета-розпаду проводиться після обчислення цих спектроскопічних характеристик без введення додаткових параметрів.

β^- -розпад непарно-протонного ядра ^{131}I іде з основного стану $7/2^+$, енергія розпаду дорівнює 970 кеВ. Як остів для ^{131}I обраний ^{130}Te . На рис. 1 представлено частину використаного в розрахунках базису, зазначено протонні й нейтронні одночастинкові стани. Праворуч буквами позначено орбітальні моменти станів, цифрами – повні моменти, жирними лініями – положення хімпотенціалів. Процес бета-розпаду залежить головним чином від взаємного розташування заповнюваних протонної й нейтронної оболонки. Головний внесок в основний стан ^{131}I дають протонні одночастинкові стани $g_{7/2}$ та $d_{5/2}$. З рисунка видно, що в спектрі дочірнього ядра можуть бути основи смуг, головний внесок у які дають нейтронні підоболонки $d_{3/2}$, $s_{1/2}$, $h_{11/2}$.

На рис. 2 представлено частину схеми рівнів ^{131}Xe : експериментальна, розрахована в рамках ДКМ і в рамках мікроскопічної квазічастинково-фононної моделі (МКФМ) [2]. Використано експериментальні дані з [3]. Стани розбито на групи «смуг» з урахуванням аналізу експериментальних інтенсивностей γ -переходів і подібності хвильових функцій станів з однієї смуги в f_{jk} -представленні.

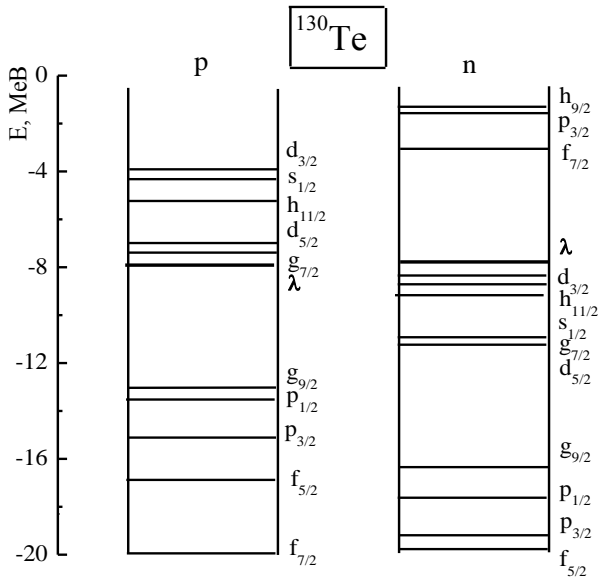


Рис. 1. Частина використаного базису.

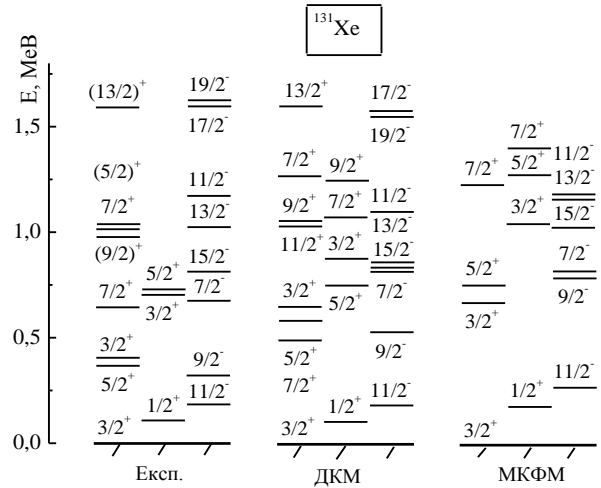


Рис. 2. Частина схеми рівнів ^{131}Xe .

У таблиці наведено $\lg ft$ для переходів на збуджені стани ^{131}Xe : експериментальні, розраховані в ДКМ і в МКФМ. У першому рядку зазначено спини станів, на які відбуваються бета-переходи, у другому – енергії цих станів, у третьому – експериментальні значення $\lg ft$, у четвертому – інтенсивності бета-переходів, у п'ятому і шостому – розраховані в ДКМ і МКФМ значення $\lg ft$ відповідно.

I^π	$5/2_1^+$	$7/2_1^+$	$5/2_2^+$
E , кеВ, експеримент	364	636	722
$\lg ft$, експеримент	6,6	6,9	7,0
I , %	89,9	7,27	2,1
$\lg ft$, ДКМ	5,58	7,1	7,3
$\lg ft$, МКФМ	6,6	5,1	8,0

1. И.Н. Вишнеvский и др. ЯФ 57(1) (1994) 17.
2. J. Toivanen, J. Suhonen. Phys. Rev. C 57 (1998) 1237.
3. Evaluated Nuclear Structure Data File. www.nndc.bnl.gov

ВЛАСТИВОСТІ КІНЕТИЧНИХ КОЕФІЦІЄНТІВ ДИФУЗІЇ ТА РУХЛИВОСТІ В ІМПУЛЬСНОМУ ПРОСТОРІ ДЛЯ ХОЛОДНОЇ ФЕРМІ-СИСТЕМИ

С. В. Лук'янов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Останнім часом в ряді робіт [1 - 3] було розглянуто процеси релаксації колективних збуджень у Фермі-системі в рамках дифузійного наближення. В основі цього наближення лежить нелінійне рівняння дифузії в імпульсному просторі, що містить кінетичні коефіцієнти дифузії D та рухливості K . Використання наближення постійних кінетичних коефіцієнтів $D = \text{const}$, $K = \text{const}$ дає змогу спростити рівняння дифузії та привести його до лінійного вигляду, для якого існує точний аналітичний розв'язок [1]. Проте, у загальному випадку коефіцієнти D та K є залежними не тільки від часу, але й від імпульсу [2]. Вивчення їхньої явної залежності від імпульсу являє собою окрему задачу, результати якої стануть в нагоді при подальшому вивченні процесів нелінійної дифузії.

Дана робота присвячена точному розрахунку кінетичних коефіцієнтів дифузії і рухливості при нульовій температурі системи Фермі, а також у випадку збудження в ній пари частинка - дірка. Нами було використано той факт, що при інтегруванні у виразах для кінетичних коефіцієнтів східчаста функція розподілу вирізає певні області в імпульсному просторі. Це дає змогу записати інтегральні вирази, в яких замість функцій розподілу введено певні межі інтегрування. Такі вирази дають змогу точно обрахувати залежності кінетичних коефіцієнтів в імпульсному просторі при нульовій температурі та у випадку збудження пари частинка - дірка.

У результаті проведених аналітичних та числових розрахунків отримано точні залежності кінетичних коефіцієнтів дифузії D та рухливості K в імпульсному просторі. Результати таких розрахунків зображено на рис. 1 та 2. Розрахунки проводилися для ядра з масовим числом $A = 16$ тому що в області середніх та важких атомних ядер розрахунки мають нерепрезентативний вигляд. Енергія Фермі вибиралася типовою для ядерної матерії $E_F = 37$ MeV. Пунктирною лінією на обох рисунках зображено результати розрахунку для східчастого розподілу нуклонів в імпульсному просторі. Як видно на рис. 1, у цьому випадку коефіцієнт дифузії D має позитивний максимум на поверхні Фермі ($p/p_F = 1$) і становить приблизно $D \approx 3,4 \cdot 10^{-22}$ MeV²·фм⁻²·с. При нульовому значенні імпульсу D дорівнює нулю, а при нескінченно великому імпульсі D асимптотично наближається до нуля. Коефіцієнт рухливості на рис. 2 має мінімум з негативним знаком, який локалізований поблизу поверхні Фермі ($p/p_F \approx 1,2$) та становить $K \approx -3,5 \cdot 10^{-23}$ MeV·фм⁻²·с і з ростом відносного імпульсу асимптотично наближається до нуля. При зменшенні імпульсу до нуля K стає позитивним і зростає до нескінченно великих значень.

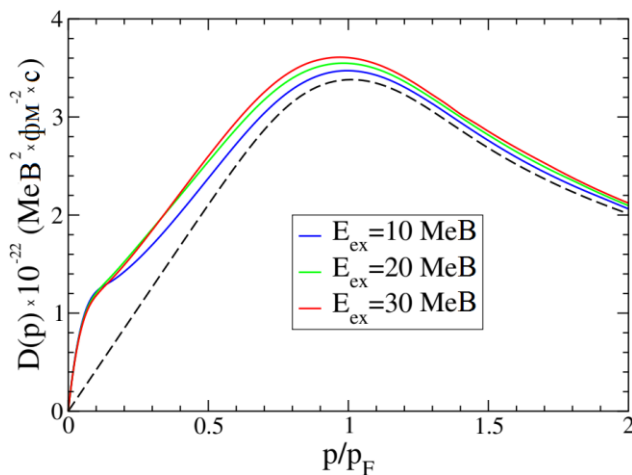


Рис. 1. Залежність коефіцієнта дифузії $D(p)$ від імпульсу (в одиницях імпульсу Фермі p_F) для холодної Фермі-системи. Пунктирна крива – розрахунок для східчастого розподілу.

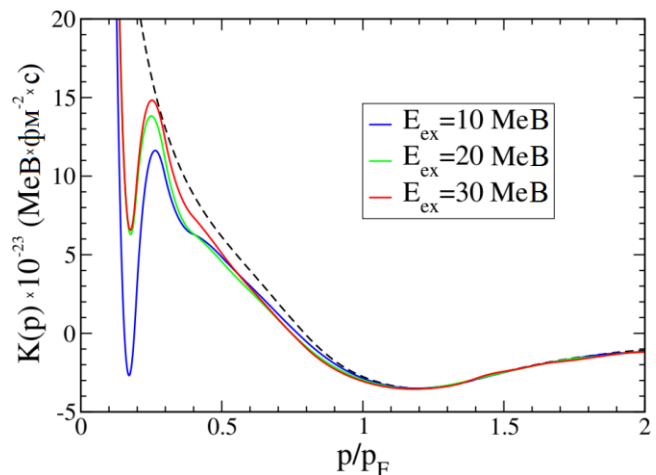


Рис. 2. Залежність коефіцієнта рухливості $K(p)$ від відносного імпульсу для холодної Фермі-системи. Позначення такі самі, як на рис. 1.

У випадку збудження пари частинка - дірка розглянуто збудження частинки з рівня, який знаходиться на 5 MeV нижче рівня енергії Фермі E_F на різні рівні вище E_F з енергіями збудження $E_{ex} = 10, 20$ та 30 MeV. Результати розрахунку коефіцієнта дифузії у цьому випадку наведено також на рис. 1.

Різні криві відповідають трьом значенням енергії збудження. Загалом залежність від імпульсу має схожий характер, як і у випадку східчастого розподілу. Слід відзначити також зростання D із збільшенням енергії збудження E_{ex} . Аналогічно, на рис. 2 суцільними кривими відображено отримані залежності для коефіцієнту рухливості K . Як видно з рисунка, за межами поверхні Фермі ($p/p_F > 1$) K фактично не залежить від енергії збудження (усі криві збігаються). Усередині сфери Фермі (для $p/p_F < 1$) помітно сильне відхилення від випадку східчастого розподілу, що наростає із зменшенням імпульсу та при цьому проявляються сильні осциляції і виникає ще один додатковий мінімум. Однак встановити якусь залежність від E_{ex} не є можливим.

1. T. Bartsch, G. Wolschin. Ann. Phys. 400 (2019) 21.
2. V.M. Kolomietz, S.V. Lukyanov. Int. J. Mod. Phys. E 24(4) (2015) 1550023.
3. S.V. Lukyanov. Int. J. Mod. Phys. E 30(7) (2021) 2150060.

NUCLEAR LEVEL DENSITY IN THE MICRO-MACROSCOPIC APPROACH

A. G. Magner^{1,2}, A. I. Sanzhur¹, S. N. Fedotkin¹, A. I. Levon¹, U. V. Grygoriev^{1,3}, S. Shlomo²

¹ *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

² *Cyclotron Institute, Texas A&M University, College Station, USA*

³ *Faculty of Science and Engineering, University of Groningen, Groningen, Netherlands*

Many properties of atomic nuclei were described in terms of the statistical level density, ρ , for large excitation energies U at thermal equilibrium with temperature T [1]. The nuclear level density $\rho(E, \mathbf{Q})$ was derived within the micro-macroscopic approximation (MMA) for a system of strongly interacting nucleons with the energy E and additional integrals of motion \mathbf{Q} [2, 3]. Within the extended Thomas - Fermi (ETF) approach and semiclassical periodic-orbit theory (POT), beyond the Fermi-gas saddle-point method we obtain $\rho \approx \bar{\rho} I_\nu(S) / S^\nu$, where I_ν is the modified Bessel function of the entropy S of the order ν , and $\bar{\rho}$ is a constant independent of S . For small shell-structure contributions, one finds $\nu = \kappa / 2 + 1$, where κ is the number of additional integrals of motion. This integer number is of a dimension of \mathbf{Q} , $\mathbf{Q} = (N, Z, \dots)$ for the case of atomic nuclei. Here, N and Z are the numbers of neutrons and protons, respectively. For much larger shell structure contributions, one obtains $\nu = \kappa / 2 + 2$. The MMA level density ρ reaches the well-known Fermi gas asymptote [1] for large entropy S (large excitation energy U), and the finite micro-canonical combinatoric limit for low entropy S (low excitation energies $U \rightarrow 0$) (Fig. 1).

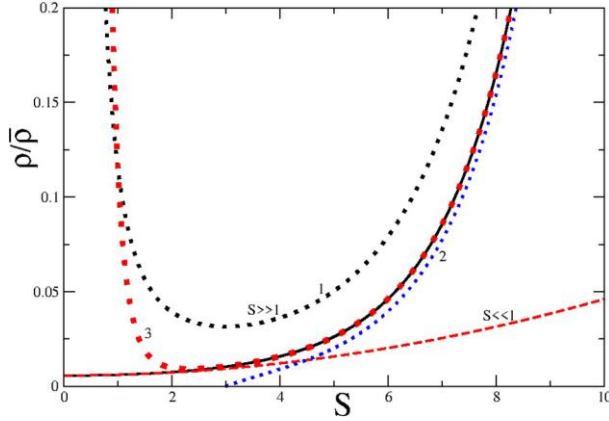


Fig. 1. The MMA level density ρ (solid line in units of $\bar{\rho}$) is shown as a function of the entropy S for different approximations: 1 - $S \ll 1$ (red dashed line) at quadratic order $\rho \propto 1 + S^2 / 14 + \dots$; 2 - $S \gg 1$ «1», «2», and «3» for expansions, up to zeroth, first, and second-order terms, respectively, in the square brackets of $\rho \propto \exp(S)[1 - 3/S + 3/S^2 + \dots] / S^3$.

Additional integrals of motion can also be the projection of the angular momentum M of a nuclear system for rotations of deformed nuclei [2, 3]. Fitting the MMA total level density, ρ , for a set of the integrals of motion, $\mathbf{Q} = (N, Z, M)$, to the experimental data for low excitation energy states in a nucleus, one obtains the results for the inverse level-density parameter $K = A/a$, the level density parameter a , with $A = N + Z$. For the entropy S , one obtains $S = 2(aU)^{1/2}$, where $U = E - E_0 - J\omega^2 / 2$, $E_0 = E_{\text{ETF}} + \delta E$, E_{ETF} is the smooth ETF energy part, and δE is the energy shell correction to the background energy E_0 . Similarly, one has $J = J_{\text{ETF}} + \delta J$ as the corresponding decomposition for the moment of inertia J . The shell corrections δE and δJ determine the oscillating part δS of the entropy S through the shell corrections $\delta \Omega$ to the generalized grand-canonical potential Ω with a similar decomposition $\Omega = \Omega_{\text{ETF}} + \delta \Omega$. Within the semiclassical periodic-orbit theory at thermal equilibrium with temperature T and zero spin, one finds

$$\delta \Omega = \sum_{\text{PO}} (\hbar^2 / t_{\text{PO}}^2) (\tau_{\text{PO}} / \sinh \tau_{\text{PO}}) g_{\text{PO}} \cos(S_{\text{PO}} / \hbar - \mu_{\text{PO}} \pi / 2 + \text{const}),$$

where $\tau_{\text{PO}} = \pi T t_{\text{PO}} / \hbar$; $t_{\text{PO}} = \partial S_{\text{PO}} / \partial e$ is the period, $S_{\text{PO}}(e)$ is the classical action, μ_{PO} is the Maslov index, and g_{PO} is the single-particle level-density amplitude for the periodic orbit (PO) at the Fermi energy $e = e_F$. For small temperatures T one obtains $\delta \Omega \rightarrow \delta E$. For large temperatures, $T \geq T_{\text{SH}} \approx D_{\text{SH}} / \pi = (2-3)$ MeV, at large particle numbers $A = 100-200$, one finds an exponential decrease of shell effects. Here, the distance between major shells was evaluated semiclassically as $D_{\text{SH}} \approx 2\pi \hbar / t_{\text{PO}} \approx e_F / A^{1/3} = (7-10)$ MeV. Fig. 2 shows a nice agreement of the MMA results [2] for the level density with experimental data for

several deformed nuclei at low excitation energies. The MMA at low excitation energies clearly manifests an advantage over the standard Fermi gas asymptote (FG) [1] because of no divergences of the MMA in the limit of small excitation energies U . Another advantage takes place for ^{166}Ho , which has a lot of states in the very low-energy range (cf. Fig. 2 *a* and *b* for example of almost no nuclear states in this range). Shell effects of the MMA approach are important for nuclei ^{166}Ho and ^{240}Pu , in contrast to the nucleus ^{150}Sm .

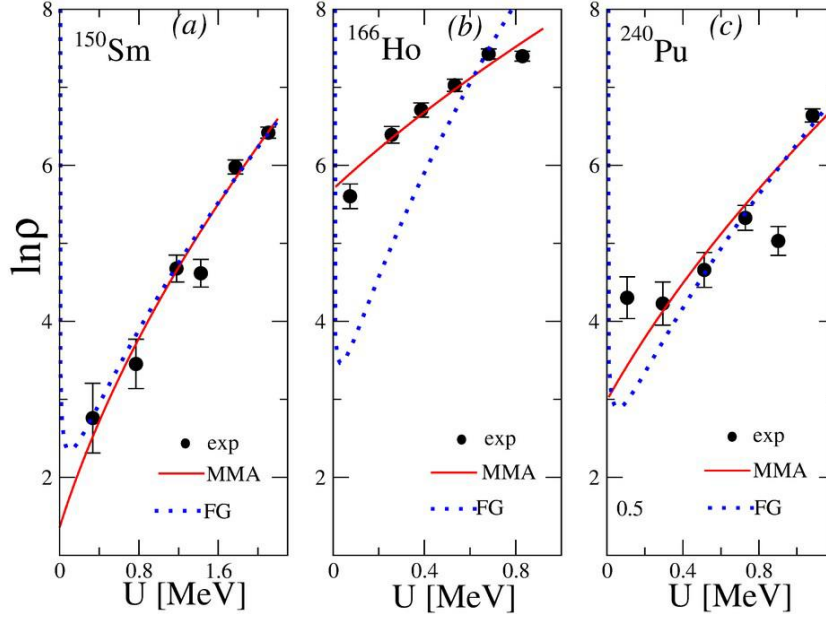


Fig. 2. Level density, $\ln \rho$, as a function of the excitation energy U in shown nuclei, obtained in MMA approach (red solids) for the smallest critical error parameter of the least mean-square fit σ [2]. Blue dots present the results of the Fermi gas (FG) approach [1]. Experimental dots are obtained by the sampling method from quantum spectra of the ENSDF database, accounting for spin degeneracies of nuclear states.

The inverse level density parameter, K , was obtained by one-parametric fitting of the MMA level densities ρ , taking into account the shell and neutron-proton asymmetry effects, with the experimental results for several chains of isotopes. We have found a significant shell effect in the parameter K as a function of the particle number A for the nuclear low-energy states range within the POT. We emphasize the importance of the shell, neutron-proton asymmetry, and rotational effects in these calculations. Taking long Pt and Nd isotope chains as typical examples, one finds a saw-toothed behavior of $K(A)$ as a function of the particle numbers A , and its remarkable shell oscillation. We obtained values of K , that are significantly larger than those obtained for neutron resonances, due mainly to accounting for the shell effects. We show that the semiclassical POT is helpful in the low-energy states range for obtaining analytical shell-structure descriptions of the level density. The main part of the interparticle interaction is described in terms of the ETF counterparts of the statistically averaged nuclear potential, and of the level density parameter. Our MMA approach accounting for the spin dependence of the level density was extended to the collective rotations of deformed nuclei within the unified rotation model [2, 3]. The well-known effects of the enhancement due to the nuclear collective rotations were found by accounting for the shell structure and neutron-proton asymmetry [3]. This approach might be interesting in the study of isomeric quasistationary states in strongly deformed nuclei at high spins. For perspectives, we suggest also using our results for collective quantum spectra in deformed rotating nuclei obtained in the two-neutron transfer reactions (p,t), and for calculations of the fission widths. We may apply the MMA approach for metallic clusters and quantum dots, as well as for several problems of nuclear astrophysics.

1. T. Ericson. Adv. In Phys. 9 (1960) 425.
2. A. G. Magner et al. Phys. Rev. C 104 (2021) 044319; Int. J. Mod. Phys. E 30 (2021) 2150092; Nucl. Phys. A 1021 (2022) 12242.
3. A. G. Magner et al. Low Temp. Phys. 48 (2022) 1042.

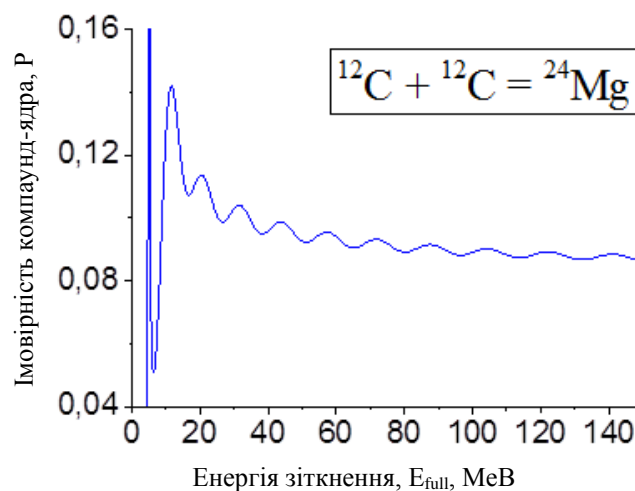
СПЕКТРОСКОПІЯ ПІКНОЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ У КОМПАКТНИХ ЗОРЯХ

С. П. Майданюк, К. А. Шаульський

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У доповіді викладено результати досліджені пікноядерних реакцій у компактних зорях [1] при нульових температурах на квантово-механічній основі з високою точністю. Для аналізу було узагальнено формалізм багаторазових внутрішніх відбиттів, який раніше було розроблено для опису розпадів ядер і захопелів ядрами з високою точністю і тестами [2 - 4].

Особливості методу проаналізовано на прикладі реакції $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} = ^{24}\text{Mg}$. Вивчення пікноядерних реакцій вимагає знання квантових потоків у внутрішній ядерній області. У роботі знайдено, що врахування таких ефектів знижує швидкість і кількість пікноядерних реакцій у 1,8 раза. Це призводить до появи нових станів (які було названо квазізв'язаними), де складена ядерна система утворюється з максимальною ймовірністю (рисунок). Як показано у роботі, мінімальна енергія такого стану трохи вища, ніж енергія коливань нульової точки у вузлах ґратки у пікноядерній реакції [5], однак ймовірність утворення складеної системи у квазізв'язаному стані більша, ніж відповідна ймовірність у стані коливань нульової точки.



Залежність ймовірності утворення складеного ядра $P_{сн}$ від енергії іншого ядра, що налітає на ядро ґратки, для реакції $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} = ^{24}\text{Mg}$.

Виявлено, що більш важливу роль мають швидкості реакції у таких квазізв'язаних станах, як більш ймовірні, а не у станах коливань нульової точки. Це може призвести до суттєвих змін в оцінках швидкостей ядерних реакцій у зірках [6, 7]. Уперше запропонований квантовий підхід відкриває можливість включення механізмів синтезу до теорії пікноядерних реакцій у компактних зорях.

1. A.G.W. Cameron. Pycnonuclear reactions and nova explosions. *Astrophys. J.* 130 (1959) 916.
2. С.П. Майданюк, С.В. Бельчиков. Проблема проникності бар'єрів у задачі протонного розпаду: повністю квантовий підхід та початкові умови розпаду. *Журн. фіз. досл.* 14(4) (2011) 40.
3. S.P. Maydanyuk, P.-M. Zhang, S.V. Belchikov. Quantum design using a multiple internal reflections method in a study of fusion processes in the capture of alpha-particles by nuclei. *Nucl. Phys. A* 940 (2015) 89; arXiv:1504.00567.
4. S.P. Maydanyuk, P.-M. Zhang, L.P. Zou. New quasibound states of the compound nucleus in alpha-particle capture by the nucleus. *Phys. Rev. C* 96 (2017) 014602; arXiv:1711.07012.
5. Ya.B. Zel'dovich, O.H. Guseynov. Collapsed stars in binaries. *Astrophys. J.* 144 (1965) 840.
6. D.G. Yakovlev et al. Fusion reactions in multicomponent dense matter. *Phys. Rev. C* 74 (2006) 035803; arXiv:astro-ph/0608488.
7. M. Beard et al. Astrophysical S factors for fusion reactions involving C, O, Ne and Mg isotopes. *At. Dat. Nucl. Dat. Tabl.* 96 (2010) 541; arXiv: 1002.0741 [astro-ph.SR].

THREE-STAGE THEORY OF BIG BANG'S NUCLEAR MATTER ORDERING

V. T. Maslyuk¹, E. O. Skakun², M. I. Romanyuk¹

¹ Institute of Electron Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Uzhhorod

² NSC KIPT, National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv

It is known that the modern nucleosynthesis theory concerning the synthesis of chemical elements of celestial bodies is based on the so-called approaching “snowy ball”. It consists of the assumption of the presence of the original substance, which is the light nuclei H, He, Li, B, and Be, which in the series of elementary interactions with intense beams of electrons, protons, neutrons, or alpha particles, accelerated in the strong electromagnetic fields atomic nuclei and chemical elements [1]. This approach is very useful for explaining the origin of light, medium and medium-heavy nuclei in the r-, s-, and p- nuclear processes. Still, other considerations need to explain the formation of heavy or overweight atomic nuclei.

However, the result of the processes of the Big Bang, the collapse of massive stars, or the explosion of the supernova can achieve significant densities of matter (10^{-3} - 10^{-1}) nucleon·fm⁻³ and temperatures, T, (0.5-10 Mev) [2]. Such values are standard for both the Big Bang and Atomic Nuclei. It looks like hot star matter, and atomic nuclei have a source of the Big Bang. This result gives another direction to studies of the formation of solid matter through the disintegration of giant nuclear matter due to numerous stages of its fragmentation to the usual atomic masses and charges of the earth's crust. Studying channels and characteristics of transformation of giant nuclear conglomerates is a difficult task since reliable theoretical models of nuclei fission are limited with atom mass range up to $A \sim 500 - 800$ only.

The work [3] proposes a method of statistical ensembles based on color statistics and allows you to calculate thermodynamic functions for nuclear matter practically, with an unlimited number of nucleons. This ability allows one to explore the stages of its ordering and the nature of light and heavy nuclei formation. In addition, the theory requires data on nuclear conglomerates' stability, binding energy, and temperature.

This work presents the results of the study of the ordering of nuclear matter, practically for arbitrary atomic masses A. We have also studied the issues of their stability and entropy characteristics that characterize the probability of their formation. Fig. 1, a demonstrates the dependence of the number of combinations or degeneration of the nuclear system for the two-fragment scheme of fission on the ratio of protons/neutrons of the output nucleus. Fig. 1, b for this case shows the dependence of degeneration (maximum) on the mass of the output nucleus A_0 .

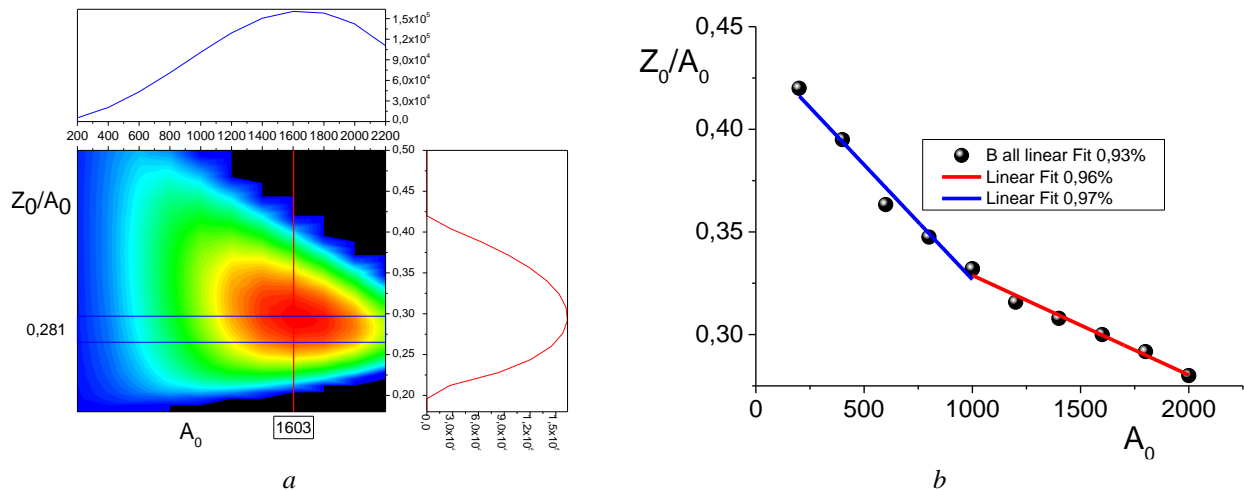


Fig. 1. a – The dependence of the degree of degeneration, or the number of possible two fragments, which can be formed after the fission of the nucleus with mass A_0 and the charge Z_0 ; b – the dependence of the relative charge (Z_0/A_0), which reaches the maximum degeneration at the fission of the nucleus mass A_0 .

Fig. 2 demonstrates the mass-charge spectra of hypothetical nuclei with a weight of 200 to 1000 for a two-fragment scheme of fission for temperature $T = 1$ Mev. Data on energy bonds of nuclei were established through known systematics [4, 5], or mass formulas, modified by the shell corrections [6].

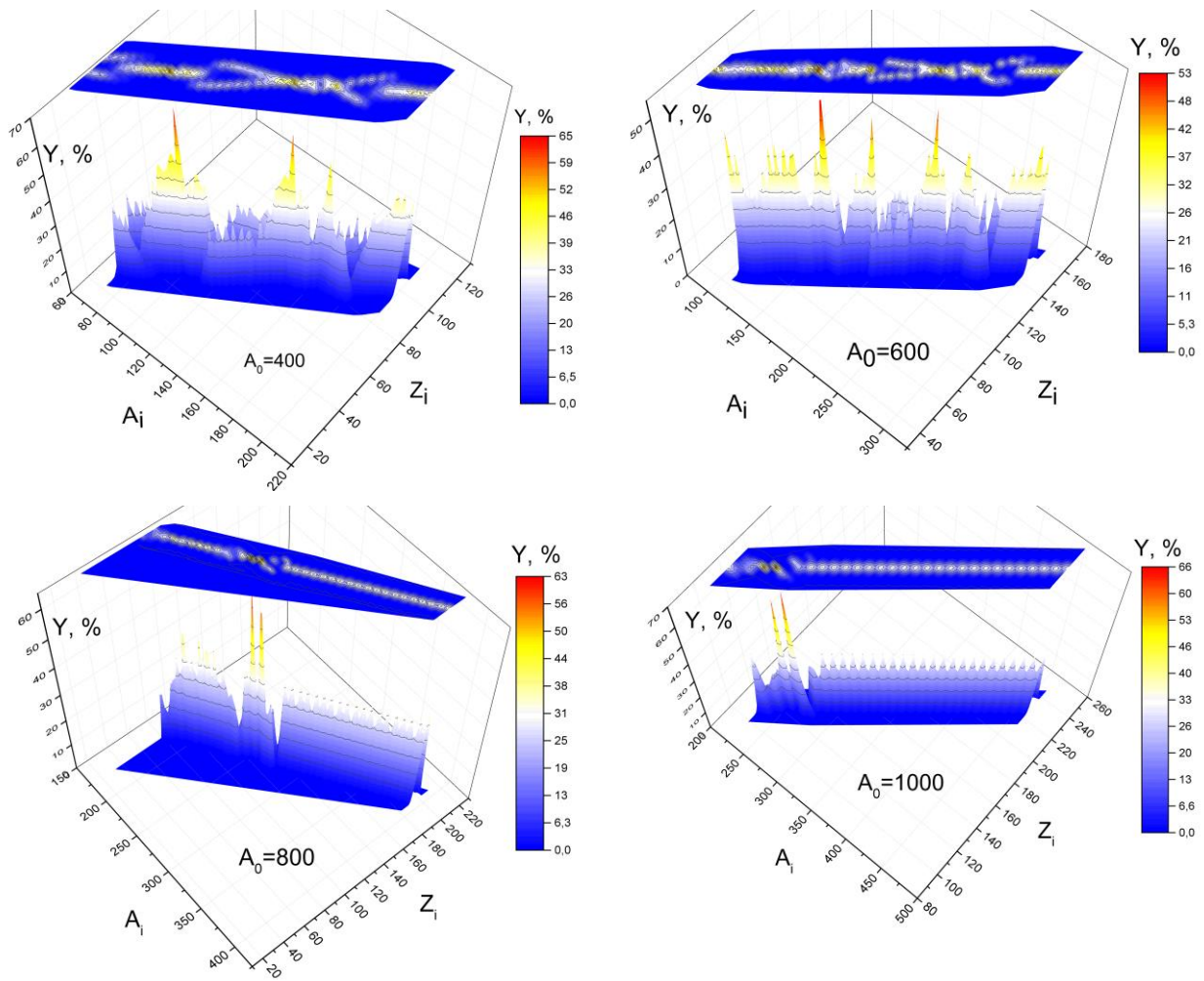


Fig. 2. The mass-charge spectra of fission nuclei for A_0 from 400 to 1000 for a two-fragment scheme of fission.

The following results were obtained.

Stage 1: above $A_0 = 2200$, the nuclear matter is in an unstable state with negative bond energy.

Stage 2: for $1000 < A < A_0$, the first regularities caused by the competition of nuclear and electrostatic forces of nucleon interaction lead to the symmetric fragmentation of fission products, the effect of a liquid drop.

Stage 3: interval $A < (600 - 1000)$ is characterized by the inclusion of quantum effects, the manifestation of asymmetry of the distribution of fragments of nuclei fission.

The authors are grateful to Prof. V.Yu. Denisov for his support during this work.

1. G. Wallerstein et al. Rev. Mod. Phys. 69 (1997) 995.
2. A.S. Botvina, I.N. Mishustin. Nucl. Phys. 71(6) (2008) 1114.
3. V.T. Maslyuk et al. Can. J. Phys. 99(11) (2021) 1007.
4. G. Audi et al. Chin. Phys. C 41 (2017) 030001.
5. W.J. Huang et al. Chin. Phys. C 45 (2021) 030002.
6. G.W. Cameron, R.A. Elkin. A revised semiempirical atomic mass formula. Can. J. Phys. 35(9) (1957) 1021.

КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ $t\bar{t}h(H)$ УТВОРЕННЯ БОЗОНА ХІГГСА В РАМКАХ МІНІМАЛЬНОЇ СУПЕРСИМЕТРИЧНОЇ СТАНДАРТНОЇ МОДЕЛІ

Т. В. Обіход, Є. О. Петренко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Ряд невирішених проблем Стандартної моделі (СМ) призводить до необхідності введення розширеної СМ, так званої Мінімальної Суперсиметричної Стандартної Моделі (МССМ), яка реалізується через експериментальні пошуки суперсиметрії. Розширений сектор бозонів Хіггса з масою до 1 TeV є найбільш перспективними в аспекті пошуків суперчастинок – представників суперсиметрії. Для реалізації поставленої мети важливим є канал утворення і розпаду бозона Хіггса. В рамках МССМ нами вивчаються властивості розпаду бозонів Хіггса h та H на b -кварки в асоційованому утворенні з топ-кварковою парою, які наведено на рис. 1.

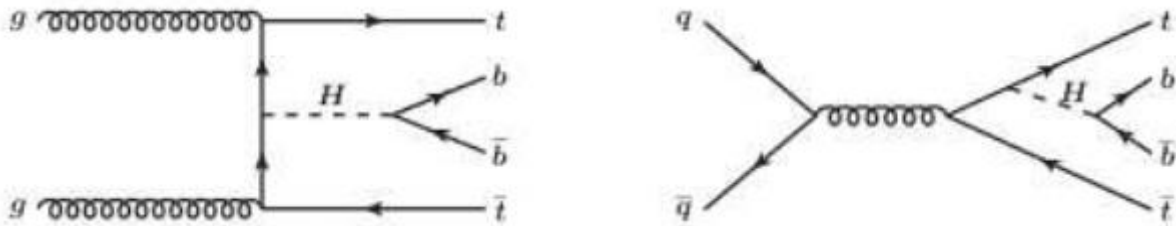


Рис. 1. Представлення тривірневих діаграм Фейнмана з асоційованого утворення бозона Хіггса з топ-кварковою парою $t\bar{t}h(H)$ в t -каналі (зліва), s -каналі (справа) та послідовний розпад бозона Хіггса на $b\bar{b}$ кваркову пару.

Такий канал демонструє очікуване відхилення від СМ – 2,7 стандартних відхилень [1, 2]. Тривірневий Хіггсовий сектор описується за допомогою параметрів M_A і $\tan \beta$, оптимальні значення яких знаходяться на експерименті. За допомогою комп'ютерних програм FeynHiggs [3] і Pythia [4] нами проведено розрахунки парціальних ширин розпаду і перерізів утворення h, H бозонів залежно від параметрів M_A і $\tan \beta$ для визначення оптимальних параметричних значень. Використовуючи отриманий простір параметрів, ми розрахували поперечні перерізи утворення бозонів Хіггса (h, H) при енергіях 13 (таблиця) та 14 TeV.

Канали утворення h й H бозонів Хіггса та їхні перерізи при енергії в системі центра мас $\sqrt{s} = 13$ TeV для $M_A = 200$ GeV та $\tan \beta = 2$

Канали утворення бозонів Хіггса	Перерізи (пб) зі статистичними похибками
$gg \rightarrow h\bar{t}t$	$2.609e-01 \pm 5.084e-03$
$q\bar{q} \rightarrow h\bar{t}t$	$1.034e-01 \pm 1.287e-03$
$gg \rightarrow H\bar{t}t$	$2.017e-02 \pm 5.618e-04$
$q\bar{q} \rightarrow H\bar{t}t$	$7.524e-03 \pm 3.862e-04$
$gg \rightarrow H\bar{t}t$ (SM)	$2.530e-1 \pm 2.704e-3$
$q\bar{q} \rightarrow H\bar{t}t$ (SM)	$1.041e-1 \pm 2.572e-3$

Відповідні кінематичні обмеження на поперечні імпульси і кутові розподіли при енергії 13 TeV для h і H бозонів наведено на рис. 2 і 3 відповідно.

З отриманих даних ми дійшли висновку про найбільш прийнятний діапазон зміни поперечного імпульсу h -бозона (50; 150) GeV і (100; 300) GeV H -бозона. Щодо розподілу рапідіті обох бозонів Хіггса, то їхня максимальна область становить $-1,1$, що свідчить про діапазон кутів вильоту бозонів Хіггса вздовж поздовжнього пучка $45 - 90^\circ$.

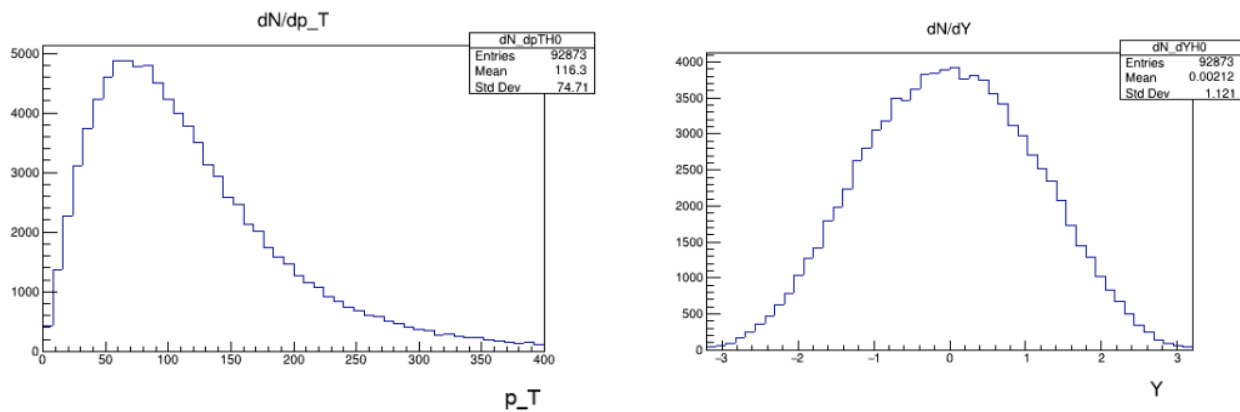


Рис. 2. Розподіли поперечного імпульсу (зліва) та рапідиті (справа) для h-бозона Хіггса при енергії 13 TeB.

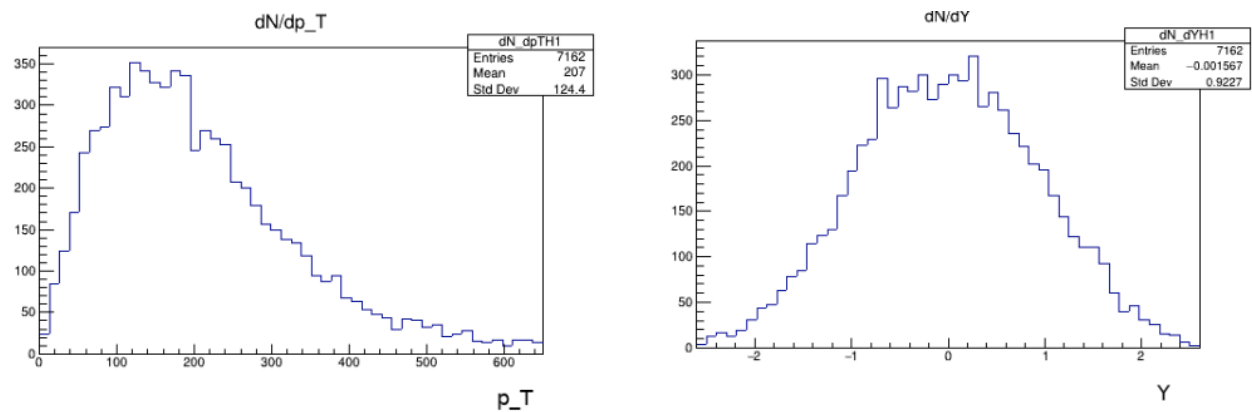


Рис. 3. Розподіли поперечного імпульсу (зліва) та рапідиті (справа) для H-бозона Хіггса при енергії 13 TeB.

З масових розподілів для h-, H-бозонів знайдено їхні маси, які становлять для обраних параметрів 126 і 330 GeB відповідно. Значення $BR(h \rightarrow b\bar{b})$ та $BR(H \rightarrow b\bar{b})$ дорівнюють 0,85 та 0,05 відповідно [5].

1. The ATLAS collaboration. ATLAS-CONF-2013-080; ATLAS Collaboration. ATLASCONF-2012-135.
2. CMS Collaboration. CMS-PAS-HIG-13-015; CMS Collaboration. CMS-PAS-HIG-13-019; CMS Collaboration. CMS-PAS-HIG-13-020.
3. Feyn Higgs Programm. <https://wwwth.mpp.mpg.de/members/heinemey/feynhiggs/cite.html>
4. T. Sjostrand et al. Comput. Phys. Commun. 191 (2015) 159; arXiv:1410.3012 [hep-ph].
5. T. Obikhod, Ie. Petrenko. arXiv:2203.14759 [hep-ph].

ФЛУКТУАЦІЇ СПОСТЕРЕЖУВАНИХ БІЛЯКРИТИЧНИХ ТОЧОК, ТЕОРЕТИЧНІ, ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ АСПЕКТИ ТА МОДЕЛЬ РЕЗОНАНСНОГО РОЗПАДУ У ЧАСІ

С. О. Омельченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

1. Запропоновано побудову “часового” Гамільтоніану, комплексно-спряженого до енергії для системи, обмеженої знизу і зверху енергетичною межею Фіка - Енгельмана [1]. Цільова установка такої побудови – спроба наблизити розгляд застосування наближення-моделі резонансного (неекспоненційного) розпаду (МРР) квантової системи у часі до цікавої задачі винайдення критичних точок на кшталт квантово-хромо-динамічної (КХД) критичної точки при ультрарелятивістських центральних зіткненнях важких іонів ^{208}Pb - ^{208}Pb на ЛНС або ^{197}Au - ^{197}Au на RHIC. Досі фактично задача стосувалася побудови теоретичної бази для досліджень критичних точок у координатному (теоретичному) просторі, хоча експерименти на колайдерах повністю пов’язані з імпульсним (експериментальним) простором. Виявляється, що звичайного Фур’є-перетворення не досить для того, щоб здійснити примінення “проблеми” – теорія - експеримент. Найгірше це виглядає для менших енергій на відміну від ультрарелятивістських, де перетворення типу віконного Фур’є або афінних вейвлет-перетворень [2] на різних материнських вейвлет-функціях мають деякий успіх.

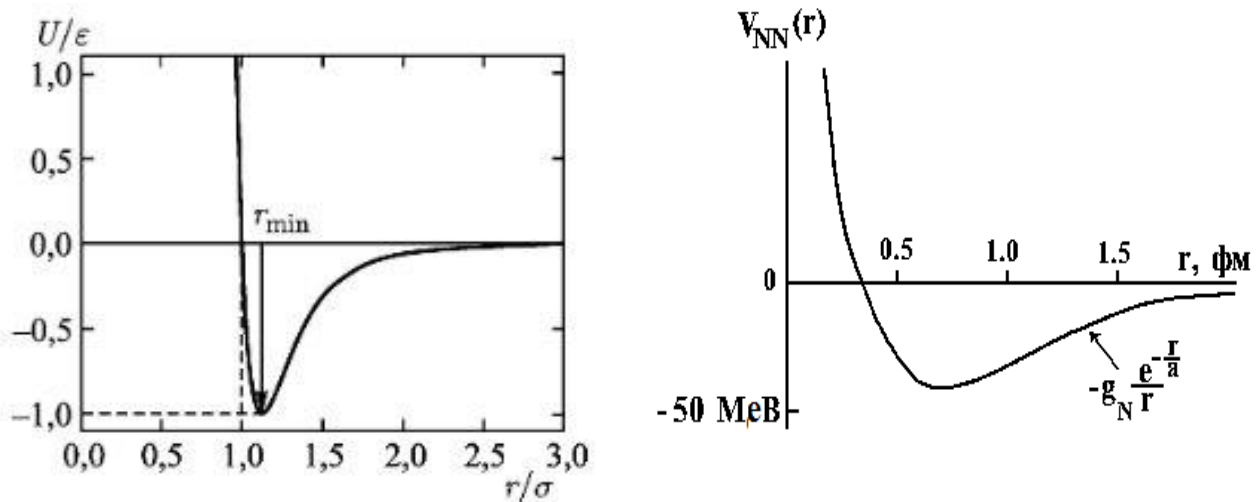
2. Тим не менше, існує велика кількість робіт [3] зі спробами дослідити флуктуаційну поведінку спостережуваних величин білякритичних точок. Об’єктами таких досліджень часто є напевно тестові абстрактні хардкор-частинки з парним потенціалом типу Леннарда - Джонса U_{LD} , де присутня притягуюча та відштовхуюча складова частини, що абсолютно завжди має фактичним наслідком обов’язкову появу критичної точки на кінці фазової діаграми:

$$U_{LD} = 4\epsilon [-(\sigma/r)^6 + (\sigma/r)^{12}], \quad (1)$$

де r – відстань між центрами частинок, ϵ – глибина потенційної ями, σ – відстань, на якій енергія взаємодії дорівнює нулю. Тестове використання потенціалу Леннарда - Джонса U_{LD} корисне в сенсі топологічної подібності парному потенціалу нуклон-нуклонної взаємодії Юкави V_{NN} (рисунок):

$$V_{NN} = -g_N \frac{e^{-r/a}}{r}, \quad (2)$$

де r – відстань між центрами частинок, g_N – ядерний заряд, $a = \frac{\hbar}{mc}$ – радіус взаємодії.



Топологічна подібність потенціалів Леннарда - Джонса (ліва панель), $r_{min} = \sigma\sqrt[6]{2}$, та Юкави (права панель).

Така подібність регулярно використовується в багатьох роботах [3] для ідеалізованої моделі газу ван дер Ваальса для міксту адронів та резонансів в термалізованій фазі розширення зони зіткнення ультрарелятивістських іонів на колайдерах.

3. Активно досліджується аномальна поведінка так званих кумулянтів (на малих порядках тісно пов'язаних з центральними моментами) різного N -порядку при наближенні до околу критичної точки в координатному (теоретичному) просторі. Цю поведінку для кумулянтів $k_{l_1 \dots l_N}^{Q_1 \dots Q_N}$ (сприйнятливостей):

$$\chi_{l_1 \dots l_N}^{Q_1 \dots Q_N} = \frac{\partial^{l_1 + \dots + l_N} (p/T^4)}{\partial(\mu_{Q_1}/T)^{l_1} \dots \partial(\mu_{Q_N}/T)^{l_N}} = \frac{k_{l_1 \dots l_N}^{Q_1 \dots Q_N}}{VT^3}, \quad (3)$$

також досліджували і в імпульсному просторі, що є максимально наближеним до отримуваних даних в експериментах на різноманітних колайдерах із зазвичай максимально центральними зіткненнями, але, на жаль, таких яскравих проявів флуктуацій, як у координатному представленні досі не спостерігалось.

4. Тому висновок може бути таким, що в досліджуваних енергетичних діапазонах або (i) – просто взагалі, на жаль, немає критичних точок або (ii) – підхід розгляду аксептансу великого канонічного ансамблю, як підсистеми в системі канонічного ансамблю, в якому, наприклад, розглядаються флуктуації кількості частинок (кумулянт першого порядку) потребує дуже суттєвих уточнень. В якості пропозиції методики для саме таких уточнень запропонована вище згадувана МРР.

5. Більш того, розглянуто приклад флуктуацій баріонного числа B , для якого кумулянти $k_{l_1 \dots l_N}^{Q_1 \dots Q_N}$ у виразі (3) можуть бути деталізованими у вигляді (див., наприклад, [4]):

$$k_N = \left[\frac{\partial^N}{\partial t^N} \ln \sum_{r=0}^{\infty} \frac{\langle B^r \rangle}{r!} t^r \right]_{t=0}, \quad N = 1, 2, \dots, \quad (4)$$

де $\langle \dots \rangle$ – середнє по ансамблю, звідки можна отримати точний вираз у термінах моментів $\langle B^r \rangle$ (див., наприклад, [5]):

$$k_N = \sum_{i=1}^N (-1)^{i-1} (i-1)! B_{N,i} \left(\langle B \rangle, \dots, \langle B^{N-i+1} \rangle \right), \quad (5)$$

де B – баріонне число, $B_{N,i}$ – часткові експоненційні поліноми Белла.

Показано, що з ростом N (порядку кумулянтів), для так званих гіперкуртозисів, а саме при $N \geq 8$ можна домогтися ще більшого флуктуаційного ефекту, ніж для низьких порядків.

6. Якщо, наприклад, брати за робочу гіпотезу наявність фазового переходу між адронно-резонансним газом на кшталт ван дер Ваальса (з парною взаємодією типу Леннарда - Джонса) та ультрарелятивістською рідиною, пов'язаною з кварк-глюонною плазмою (КГП), то ефект посилення флуктуацій можна буде пов'язати з різкою появою сильних колективних зв'язків, які саме і можуть бути характерним сигналом появи КГП.

1. E. Fick, F. Engelmann. Z. Physik 175 (1963) 271. (Ger); F. Engelmann, E. Fick. Z. Physik 178 (1964) 551. (Ger)
2. С.О. Омельченко. Модель резонансного розпаду в часі для аналізу деяких центральних зіткнень на колайдерах. У кн.: XXVII щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. До 50-річчя ІЯД НАН України. Анотації до доповідей, Київ, 21 - 25 вересня, 2020 року (К., Ін-т ядерних дослідж., 2020) с. 31.
3. V.A. Kuznetsov et al. Phys. Rev. C 104 (2021) 055202; R.V. Poberezhnyuk et al. Phys. Rev. C 102 (2020) 024908; ALICE Collaboration. Phys. Lett. B 807 (2020) 135564; M. Bluhm et al. Nucl. Phys. A 1003 (2020) 122016; Y. Wang, Y. Ye, Q. Li. arXiv:1904.08602v1 [nucl-th]; O.S. Stashko et al. arXiv:2102.02567v1 [hep-ph]; P. Braun-Munzinger et al. arXiv:2007.02463v2 [nucl-th]; V. Vovchenko et al. arXiv:2003.13905v2 [hep-ph]; V. Vovchenko, R.V. Poberezhnyuk, V. Koch. arXiv:2007.03850v2 [hep-ph].
4. V.A. Kuznetsov et al. arXiv:2201.08486v2 [hep-ph].
5. L. Comtet. *Advanced Combinatorics* (Dordrecht: D. Riedel Publishing Company, 1974) 353 p.

РІВНЯННЯ СТАНУ ВАН ДЕР ВААЛЬСА ДЛЯ АСИМЕТРИЧНОЇ ЯДЕРНОЇ МАТЕРІЇ

А. І. Санжур

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Рівняння стану ван дер Ваальса [1] розглянуто з точки зору застосування до асиметричної ядерної матерії в області критичного стану. З метою опису ядерної матерії як бінарної суміші нейтронів і протонів до рівняння стану було включено залежність від ізотопічної асиметрії, зокрема в частині, що відповідає за двочастинкове притягання між нуклонами [2]:

$$P_{\text{vdw}}(\rho, X) = \rho T / (1 - b\rho) - (a_0 + a_1 X^2) \rho^2. \quad (1)$$

Це емпіричне рівняння стану ван дер Ваальса пов'язує тиск $P = P_{\text{vdw}}$, повну густину нуклонів ρ , температуру T і параметр асиметрії $X = x_n - x_p$, де $x_q = \rho_q / \rho$ є відносним вмістом частинок сорту q ($q = n$ для нейтронів і $q = p$ для протонів), ρ_q – густина частинок відповідного сорту, $\rho = \sum_q \rho_q$. За фізичною інтерпретацією параметрів у рівнянні (1), $b > 0$ – чотирикратний об'єм частинки, $a_0 + a_1 X^2 > 0$ враховує двочастинковий притягувальний потенціал між частинками. При нульовій температурі $T = 0$ умова насичення ядерної матерії визначається механічною рівновагою – нульовим тиском. При $T = 0$ рівняння (1) має вигляд надто спрощений і точки насичення не може бути досягнуто. Вказане рівняння порушує теорему Нернста, відповідно до якої ентропія зникає при нульовій температурі. Нуклони, що складають ядерну матерію, мають спин, тому в застосуванні до ядерної матерії повинні розглядатися ефекти статистики Фермі та відповідна поправка до рівняння (1). Для внесення до рівняння стану ван дер Ваальса властивостей Фермі-руху і забезпечення виконання теореми Нернста було застосовано широко вживаний вираз ентропії на частинку s з теорії Томаса - Фермі:

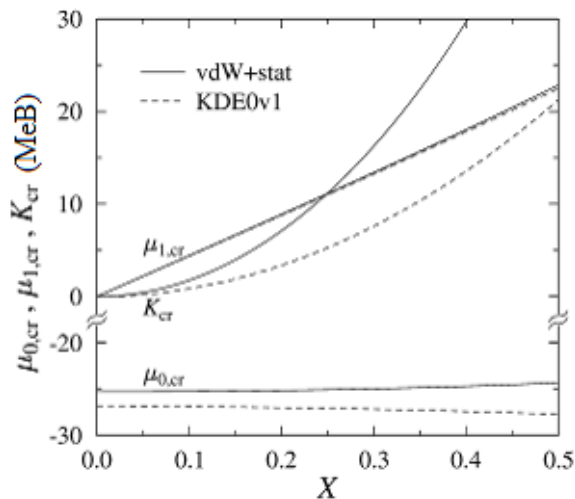
$$s = \sum_{q=n,p} x_q \left(\frac{5}{3} \frac{J_{3/2}(\eta_q)}{J_{1/2}(\eta_q)} - \eta_q \right), \quad \rho_q = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2mT}{\hbar^2 f_q} \right)^{3/2} J_{1/2}(\eta_q). \quad (2)$$

Тут через $J_\nu(\eta_q) = \int_0^\infty dy y^\nu [1 + \exp(y - \eta)]^{-1}$ ($\nu = 1/2, 3/2$) позначено інтеграл Фермі, $m/f_q = m_q^*$ – ефективна маса нуклона, що визначається через звичайну “голу” масу нуклона m і враховує різницю між нуклон-нуклонною взаємодією у вільному просторі та середовищі інших нуклонів, а також включає ефект нелокальності цієї взаємодії. Значення η_q зазвичай пов'язане з термодинамічною активністю та/або фугітивністю. З (2) випливає, що η_q може бути представлено у вигляді функції відношення $\delta_q = \rho_q^{-1/3} / \tilde{\lambda}_q$, де $\rho_q^{-1/3}$ відповідає середній відстані між частинками певного ізоспину, а значення $\tilde{\lambda}_q = \hbar / \sqrt{m_q^* T}$ становить близько теплової довжини хвилі де Бройля. Рівень значущості ефекту статистики визначається через вказане відношення. Це твердження було проілюстровано на прикладі обчислення питомої теплоємності при сталому об'ємі $c_V = T(\partial s / \partial T)_{\rho, X}$. Теплоємність $c_V \approx \left(\frac{\pi}{3\rho}\right)^{2/3} \frac{mT}{\hbar^2} \sum_q x_q^{1/3} / f_q$ зникає в граничному випадку низьких температур $\delta_q \ll 1$ (наслідок теореми Нернста) та досягає граничного значення $3/2$ ідеального газу, $c_V \approx \frac{3}{2} - \frac{3\rho}{16} \left(\frac{\pi\hbar^2}{mT}\right)^{3/2} \sum_q x_q^2 f_q^{3/2}$ для високих температур, тобто при $\delta_q \gg 1$. Представивши тиск в у вигляді двох доданків $P = P_{\text{vdw}} + P_{\text{stat}}$, власне тиску ван дер Ваальса P_{vdw} з рівняння (1) та відповідної поправки до нього, P_{stat} , що враховує статистику Фермі, і застосувавши термодинамічне співвідношення $T(\partial^2 P / \partial T^2)_{\rho, X} = -\rho^2 (\partial c_V / \partial \rho)_{T, X}$ отримано поправку на статистику у вигляді

$$P_{\text{stat}} = \frac{\rho T}{1 - b\rho} \sum_{q=n,p} x_q \left(\frac{2}{3} \frac{J_{3/2}(\eta_q)}{J_{1/2}(\eta_q)} - 1 \right). \quad (3)$$

Критичний стан системи відповідає точці у просторі рівноважних термодинамічних станів, в якій всі інтенсивні властивості співіснуючих фаз стають однаковими. Множина критичних станів асиметричної ядерної матерії утворює критичну лінію, що визначається умовами $(\partial\mu_\tau/\partial X)_{P,T} = 0$, $(\partial^2\mu_\tau/\partial X^2)_{P,T} = 0$, з $\tau=0$ або 1 . Тут через μ_τ позначено ізоскалярний ($\tau=0$) або ізовекторний ($\tau=1$) хімічний потенціал. Хімічні потенціали $\mu_0 = (\mu_n + \mu_p)/2$ і $\mu_1 = (\mu_n - \mu_p)/2$ залучено до розгляду замість нейтронного μ_n і протонного μ_p хімічних потенціалів з метою зручності виділення ефектів ізотопічної асиметрії.

У розглянутій моделі ван дер Ваальса (1) з поправкою на статистику Фермі (3) було зроблено наголос на отриманні параметрів моделі з властивостей критичного стану. З цією метою значення критичної густини і кривизни критичної лінії при $X=0$ були взяті з аналізу функціоналів густини енергії Скірма в поєднанні з експериментальним значенням критичної температури $T_{cr}(X=0) = 16,6$ MeV [3]. Знайдено значення параметрів рівняння стану (1), $a_0 = 365,4$ MeV·фм³, $a_1 = -191,3$ MeV·фм³, і $b = 4,418$ фм³. Результати розрахунків критичних значень ізоскалярного, $\mu_{0,cr}$, та ізовекторного, $\mu_{1,cr}$, хімічних потенціалів, а також коефіцієнту нестисливості $K_{cr} = 9(\partial P/\partial\rho)_{T=T_{cr},X}$ відображені на рисунку. Розрахунки, що виконані для сил Скірма KDE0v1 [4], показано на рисунку штриховими лініями. Суцільні криві відображають результати, отримані в моделі ван дер Ваальса з врахуванням статистики Фермі (vdW+stat). З рисунка видно, що K_{cr} – монотонно зростаюча функція параметра асиметрії в представленому інтервалі $X > 0$. Критична нестисливість K_{cr} має позитивне значення всюди на рисунку за виключенням критичної точки симетричної ядерної матерії ($X=0$), де K_{cr} зникає. Залежність $K_{cr} \propto X^2$ (для малих X) завдяки зарядовій симетрії ядерних сил також видно на рисунку. Результати обчислень $\mu_{0,cr}$ зображені на рисунку демонструють досить слабку залежність від параметра асиметрії. Ізовекторний хімічний потенціал – непарна функція X , отже очікується, що $\mu_{1,cr}$ має бути лінійним по параметру асиметрії принаймні для малих значень X . Цю лінійність ясно видно на рисунку. Порівнюючи результати двох моделей, vdW+stat і сил Скірма KDE0v1, для різних величин, зображених на рисунку, можна зробити висновок про узгодженість між цими моделями принаймні у якісному сенсі.



Критичні значення ізоскалярного хімічного потенціалу ($\mu_{0,cr}$), ізовекторного хімічного потенціалу ($\mu_{1,cr}$) і коефіцієнта нестисливості (K_{cr}) залежно від параметра асиметрії X . Відповідні позначення розташовані біля кривих. Суцільні лінії відображають результати моделі ван дер Ваальса з поправкою на статистику Фермі (vdW+stat), штрихові лінії представляють розрахунки для функціоналу густини енергії Скірма KDE0v1 [4].

Необхідно підкреслити, що врахування статистики частинок тим шляхом, яким вона була долучена до рівняння стану, все ще має недолік, пов'язаний з ігноруванням обмінної взаємодії між нуклонами. Проте, цей недолік імовірно менш важливий для критичного стану гарячої ядерної матерії, ніж для опису точки насичення холодної ядерної матерії.

1. J.D. Van der Waals. *Over de Continuïteit van den Gas-en Vloeistofoestand* (Leiden: Sijthoff, 1873) 135 p.
2. A.I. Sanzhur. Van der Waals equation of state for asymmetric nuclear matter. arXiv:2202.09749v2 [nucl-th]; Nucl. Phys. At. Energy 23(2) (2022) 79.
3. J.B. Natowitz et al. Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 212701.
4. B.K. Agrawal, S. Shlomo, V. Kim Au. Phys. Rev. C 72 (2005) 014310.

SPACE-TIME PICTURE AND OBSERVABLES IN HEAVY ION COLLISIONS AT THE LARGE HADRON COLLIDER ENERGIES

Yu. M. Sinyukov, V. M. Shapoval, M. D. Adzhymambetov

Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

In the present work, we combine and systemize the results of our recent research activity aiming to reveal the spatiotemporal structure of those extremely hot, dense, and rapidly expanding systems, which form in ultrarelativistic heavy ion collisions, as well as to reproduce in computer simulations the experimentally measured bulk observables. The latter include hadronic yields, particle number ratios, transverse momentum spectra, v_n coefficients, and the femtoscopy scales (typically associated with the homogeneity lengths of the system), calculated for different collision energies within the integrated hydrokinetic model (iHKM). Our consideration covers a wide class of relativistic collision experiments, from the top RHIC energy case (where Au nuclei collided at 200 AGeV), to the LHC Pb + Pb collisions at much higher energies 2.76 ATeV and 5.02 ATeV, as well as the Xe + Xe collisions at the LHC energy 5.44 ATeV. We investigate how our simulation results depend on the model parameters and the utilized initial conditions. We also compare the results obtained at the two different equations of state (EoS) for quark-gluon matter and discuss the effect of the post-hydrodynamic, “afterburner” stage of the system’s evolution on the observables formation. The “multiplicity scaling issue” is also addressed in our research, namely, we analyze whether interferometry volume and particular radii depend, along with the mean charged particle multiplicity, also on the system’s initial transverse geometrical scales.

The utilized integrated hydrokinetic model [1, 2] allows one to simulate the full evolution process of strongly interacting matter, created in a high-energy nuclear collision, describing each stage of this process within a suitable approach. Monte Carlo Glauber GLISSANDO model [3] helps us to construct the initial transverse energy density profile; then, the energy-momentum transport approach in a relaxation time approximation is used to describe the prethermal system equilibration dynamics; the relativistic viscous hydrodynamics within the Israel-Stewart formalism models the expansion of quasi equilibrated, liquid-like quark-gluon matter, which continues until the system’s break-up into particles. At the final matter evolution stage, described in iHKM with the help of the UrQMD hadron cascade [4], produced hadrons intensively collide with each other and the resonance decays take place as well.

Reviewing the obtained results, one can conclude that the iHKM successfully describes the experimental data on all the soft-physics observables, typically addressed in the experimental analysis, including the femtoscopy radii for all the considered collision energies (Figs. 1, 2 and 3). Proper model calibration for each collision type can be achieved, in fact, by adjusting only two parameters – the initial energy density in the center of the system and the weight of the binary collision model contribution to the energy density profile in GLISSANDO.

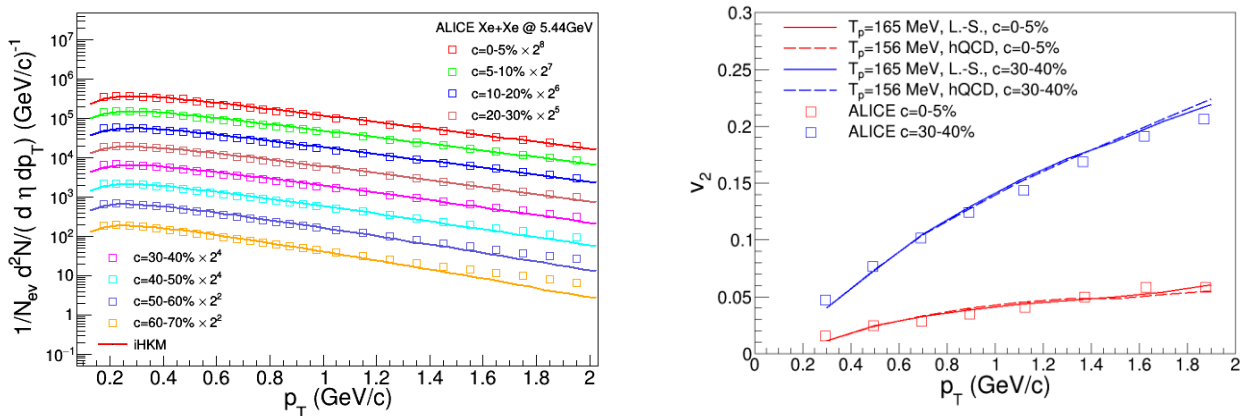


Fig. 1. (Left) All charged particles' transverse momentum spectra for 5.44 ATeV Xe + Xe collisions at the LHC calculated in iHKM (lines) compared to the corresponding experimental data from the ALICE Collaboration [5] (squares). Different colors correspond to different collision centralities. (Right) Elliptic flow dependency on the transverse momentum in iHKM (at the two different equations of state for quark-gluon matter and corresponding particleization temperatures) compared to the ALICE Collaboration experimental data [6] for the LHC Pb + Pb collisions at 5.02 ATeV. The results for the two centrality classes are shown.

The data description can be reached in the model at both tested equations of state for the quark-gluon phase – the Laine-Schroeder EoS and HotQCD Collaboration EoS, if the value of the initial maximal energy density is correspondingly returned. This result means that the particle spectra freeze-out is rather continuous (lasting also during the afterburner stage), than sharp (happening suddenly at the particlization stage).

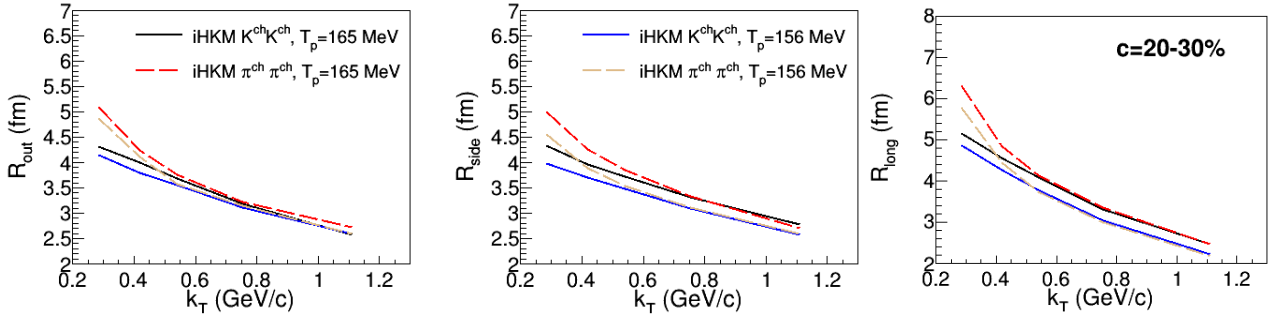


Fig. 2. The predictions for pion and kaon femtoscopy radii calculated for the LHC Pb + Pb collisions at 5.02 ATeV in iHKM at the two particlization temperatures and respective equations of state for the quark-gluon matter.

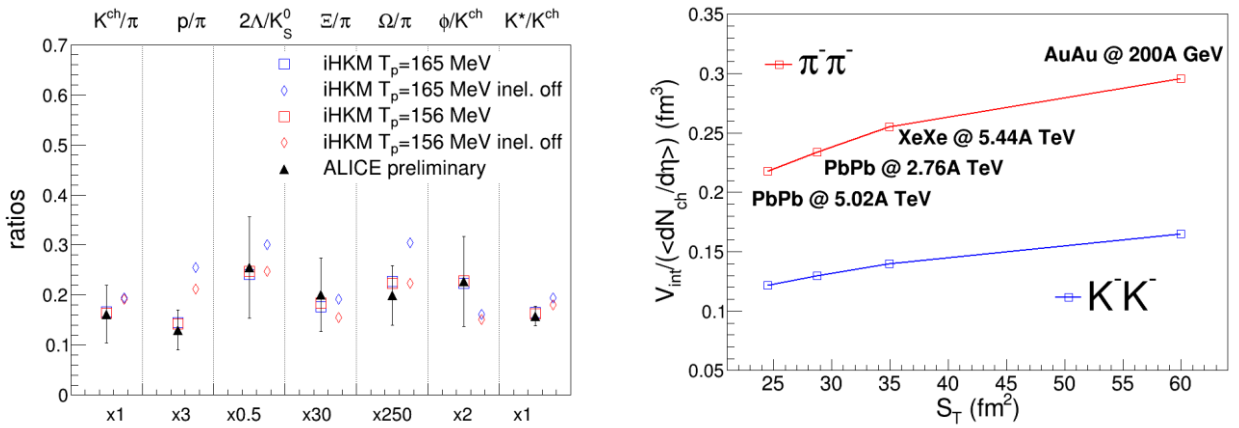


Fig. 3. (Left) Different particle number ratios calculated in iHKM at the two particlization temperatures and the corresponding equations of state for quark-gluon phase compared to the ALICE Collaboration experimental data [7, 8]. The results for the two simulation regimes are presented: the full model and the mode with inelastic processes switched off at the afterburner stage. (Right) The pion and kaon interferometry volume dependency in iHKM on the area of the initial transverse overlapping region between the colliding nuclei for different collision types at nearly the same particle multiplicity.

The dependency of the interferometry radii (especially the *out* radius) and the interferometry volume on the particle multiplicity is not uniform for different systems (Fig. 3, right panel) and varies with the geometrical scales of the colliding nuclei (the femtoscopy scales are larger for the systems with the larger initial transverse area).

Acknowledgments. The authors acknowledge support from the National Academy of Sciences of Ukraine by its priority project “Fundamental properties of matter and their manifestations in the microworld, astrophysics, and cosmology” (No. 0122U002259).

1. V.Yu. Naboka et al. Phys. Rev. C 91 (2015) 014906.
2. V.Yu. Naboka, Iu.A. Karpenko, Yu.M. Sinyukov. Phys. Rev. C 93 (2016) 024902.
3. W. Broniowski, M. Rybczynski, P. Bozek. Comput. Phys. Commun. 180 (2009) 69.
4. S.A. Bass et al. Prog. Part. Nucl. Phys. 41 (1998) 255.
5. S. Acharya et al. (ALICE Collaboration). Phys. Lett. B 788 (2019) 166.
6. J. Adam et al. (ALICE Collaboration). Phys. Rev. Lett. 116 (2016) 132302.
7. F. Bellini (for the ALICE Collaboration). Nucl. Phys. A 982 (2019) 427.
8. D.S.D. Albuquerque (for the ALICE Collaboration). Nucl. Phys. A 982 (2019) 823.

QUANTUM STATISTICS EFFECTS NEAR THE CRITICAL POINT FOR THE SKYRME MEAN-FIELD INTERACTION

S. N. Fedotkin¹, U. V. Grygoriev^{1,2}, A. G. Magner^{1,3}

¹ *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

² *Faculty of Science and Engineering, University of Groningen, Groningen, Netherlands*

³ *Cyclotron Institute, Texas A&M University, College Station, USA*

Equation of state with the quantum statistics correction is derived for systems of the Fermi and Bose particles by using the effective density-dependent Skyrme mean-field (SMF) interaction. These corrections of the first order over a small quantum-statistics parameter [1,2] are analytically obtained now for this simple interaction. The pressure function of the quantum Skyrme mean-field model [3] can be presented as

$$P_i^{sk}(T, n_i) = P_i^{id}(T, n_i) - a_{sk,i} n_i^2 + b_{sk,i} n_i^{\gamma+2}, \quad (1)$$

where $P_i^{id}(T, n_i)$ is the ideal gas pressure for the particles i , n_i is the particle number density, $a_{sk,i}$, $b_{sk,i}$, and γ are the parameters of a SMF parametrization, and index i means the nucleons N or α - particles. These parameters are chosen by fitting properties of pure nucleon or α - particle matter at temperature $T=0$. We will consider the first-order corrections to a liquid-gas phase transition for pure nucleon or α - particle matter, separately. The critical point (CP) satisfies the following equations:

$$\left(\frac{\partial P_i^{sk}(T, n_i)}{\partial n_i} \right)_T = 0, \quad \left(\frac{\partial^2 P_i^{sk}(T, n_i)}{\partial n_i^2} \right)_T = 0. \quad (2)$$

For the quantum corrections to the Skyrme pressure (1), one obtains first its ideal pressure component, $P_i^{id}(T, n_i)$. At the first order over a small quantum statistics parameter e_i , one finds approximately

$$P_i^{id}(T, n_i) = n_i T [1 + e_i], \quad e_i = -\mathfrak{S}_i \frac{\hbar^3 \pi^{3/2} n_i}{2g_i (m_i T)^{3/2}}. \quad (3)$$

The value of $\mathfrak{S}_i = -1$ corresponds to the Fermi and $\mathfrak{S}_i = 1$ to the Bose particles, m_i and g_i are the particle mass and degeneracy factor of the i component, respectively. Then, the system of two equations (2) for the CP solutions $n_{sk,c}$ and $T_{sk,c}$ is simplified to the same first order over e_i . Solving these equations for the critical point, one finds at the first-order approximation over e_i :

$$T_{sk,c}^{(1)} \cong T_{sk,c}^{(0)} (1 - 2e_{i,0}), \quad n_{sk,c}^{(1)} \cong n_{sk,c}^{(0)} \left(1 - \frac{2e_{i,0} T_{sk,c}^{(0)}}{\gamma(\gamma+1)(\gamma+2) b_{sk,i} n_{sk,c}^{(0)\gamma+1}} \right). \quad (4)$$

Here, the temperature $T_{sk,c}^{(0)}$ and density $n_{sk,c}^{(0)}$ are the solutions of equations (2) for the critical point at zero quantum corrections, $e_i = 0$:

$$T_{sk,c}^{(0)} = \frac{2\gamma a_{sk,i}}{\gamma+1} \left[\frac{2a_{sk,i}}{b_{sk,i}(\gamma+1)(\gamma+2)} \right]^{1/\gamma}, \quad n_{sk,c}^{(0)} = \left[\frac{2a_{sk,i}}{b_{sk,i}(\gamma+1)(\gamma+2)} \right]^{1/\gamma}. \quad (5)$$

The value $e_{i,0}$ is defined by (3) for $T = T_{sk,c}^{(0)}$ and $n = n_{sk,c}^{(0)}$. A summary of the results for the CP parameters in the Skyrme model for nucleons is presented in Table 1. The calculation was performed for $\gamma = 1/6$ and other corresponding parameters are taken from [3]. There is very good agreement between analytical calculations with the CP parameters at the first order over e_i and complicated numerical results in [3]. A similar good agreement was found also for the other parameter, $\gamma = 1$. The results for the CP parameters for α -particle matter in the SMF model are presented for $\gamma = 1/6$ in Table 2. In this case, there is also good agreement with the corresponding calculations of the article [3].

Table 1. Results for the CP parameters of the symmetric nuclear matter

Critical point	0th-order correction	1th-order correction	numerical calculations [3]
$T_{sk,c}$, MeV	20.06	15.1	15.3
$n_{sk,c}$, fm ⁻³	0.06	0.047	0.048
$P_{sk,c}$, MeV · fm ⁻³	0.325	0.194	-

$$g = 4, \quad m = 938 \text{ MeV}, \quad \gamma = 1/6, \quad a_{sk,N} = 1.167 \text{ GeV} \cdot \text{fm}^3, \quad b_{sk,N} = 1.475 \text{ GeV} \cdot \text{fm}^{3+3\gamma}$$

Table 2. Results for the CP parameters of pure α -particle matter

Critical point	0th-order correction	1th-order correction	numerical calculations [3]
$T_{sk,c}$, MeV	9.667	10.198	10.200
$4 n_{sk,c}$, fm ⁻³	0.0353	0.037	0.037
$P_{sk,c}$, MeV · fm ⁻³	0.023	0.025	-

$$g = 1, \quad m = 3727 \text{ MeV}, \quad \gamma = 1/6, \quad a_{sk,\alpha} = 3.831 \text{ GeV} \cdot \text{fm}^3, \quad b_{sk,\alpha} = 6.667 \text{ GeV} \cdot \text{fm}^{3+3\gamma}$$

Thus, the first-order approximation over a small quantum-statistics parameter e_i in expansion of the system pressure within the quantum Skyrme mean-field model turns out to be sufficient to achieve very good agreement of the analytical results with more complicated numerical results for the critical point.

1. S.N. Fedotkin, A.G. Magner, M.I. Gorenstein. Phys. Rev. C 100 (2019) 054334.
2. S.N. Fedotkin, A. G. Magner, U. V. Grygoriev. Phys. Rev. C 105 (2022) 024621.
3. L.M. Satarov et al. Phys. Rev. C 99 (2019) 024909.

ВИКОРИСТАННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ СИЛЬНОЇ ВЗАЄМОДІЇ ДЛЯ ОПИСУ УПОВІЛЬНЕННЯ НЕЙТРОНІВ В ІДЕАЛЬНО ГАЗОВОМУ СЕРЕДОВИЩІ

І. В. Шарф, І. О. Шелковенко

Національний університет «Одеська політехніка», Одеса, Україна

У роботі [1] при моделюванні спектрів уповільнення високоенергетичних нейтронів у різних середовищах було знайдено цікавий ефект. Він полягає в тому, що в процесі уповільнення існує інтервал часу, протягом якого енергетичний спектр нейтронів звужується. Тобто із часом зменшується дисперсія розподілу нейтронів по енергіях. Цей ефект можна спостерігати на графіках, зображених на рис. 1 і 2. Для взаємодії зі стохастичним середовищем такий ефект був неочікуваним, і тому ми задалися питанням його пояснення з фізичної точки зору. Це пояснення є метою цієї роботи.

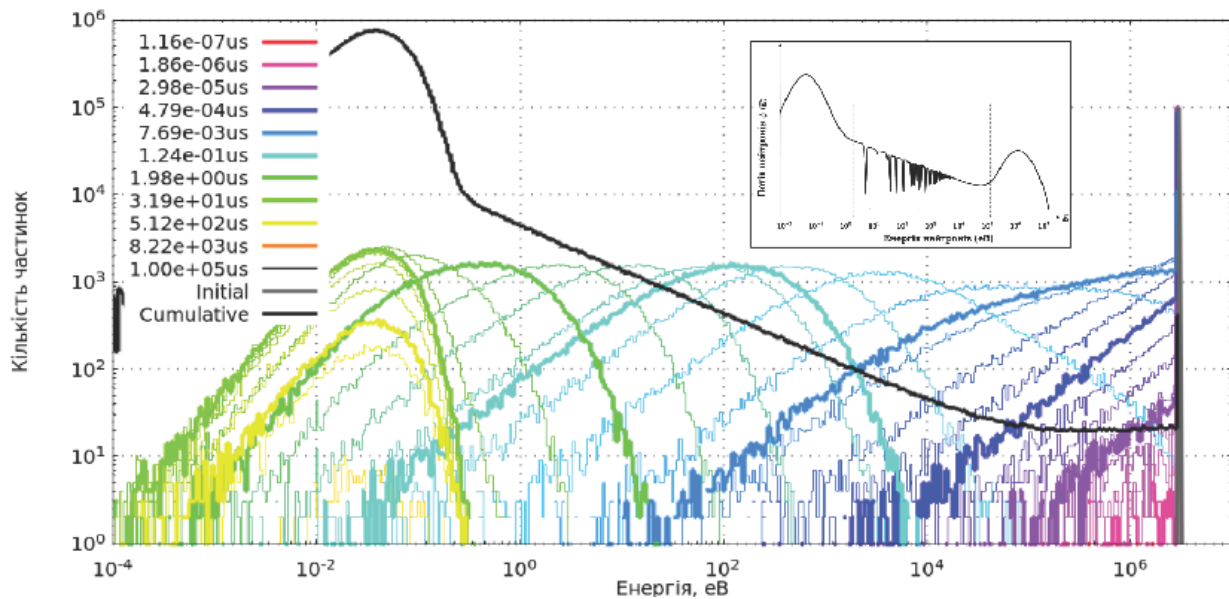


Рис. 1. Енергетичний розподіл нейтронів при проходженні крізь водень, отриманий за допомогою комп'ютерної генерації, методом Монте-Карло [1].

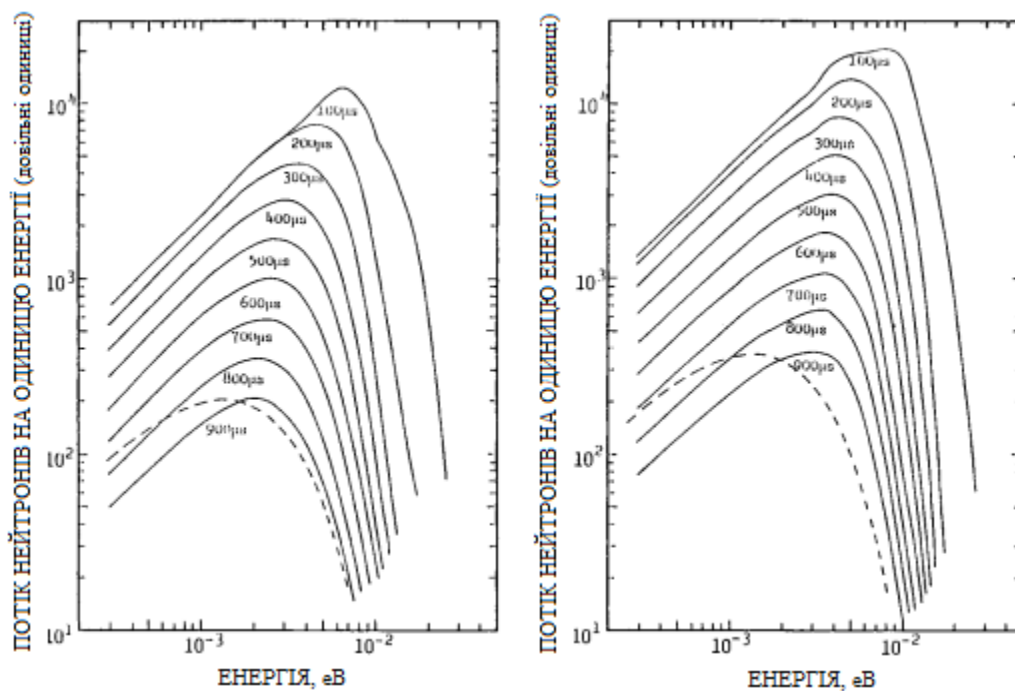


Рис. 2. Енергетичний спектр нейтронів під час проходження нейтронів крізь лід при низьких температурах (близько 20 К) [3].

При аналізі літератури дійшли висновку, що згаданий ефект є не тільки результатом Монте-Карло моделювання, а й спостерігався експериментально [2]. Експериментальні результати [2] тими ж авторами було описано теоретично [3, 4]. При цьому в роботах [2, 3] розглядалося уповільненням нейтронів частинками кристалічної ґратки, у той час як при моделюванні [1] середовище, в якому уповільнюються нейтрони, розглядалося як ідеальний газ, аналогічно роботі [4]. Крім того, початкова енергія нейтронів в [1] була на декілька порядків вища, ніж в [2, 3]. Це наводить на думку, що ефект звуження спектра нейтронів під час уповільнення є загальним, і для нього суттєво, щоб енергія нейтронів була значно більшою, ніж характерні енергії частинок середовища, в якому відбувається уповільнення.

Мета цієї роботи – дослідити, та описати певними законами явище звуження дисперсії енергетичного спектра нейтронів, що проходять крізь середовище, описати фізику цього явища. У роботі описано декілька цікавих та незвичайних спостережень. У роботі наведено аналітичні міркування та виведено закони, що якісно описують досліджуване явище. Крім цього у роботі досліджується ентропія конвекції нейтронів, але вона потребує додаткових досліджень, що виходять за межі поставлених задач.

1. V.P. Smolyar et al. Simulation of the neutron spectra evolution with GEANT4 Monte Carlo code. *Journal of Physical Studies* 25 (2021) 9.
2. S. Sakamoto et al. Measurements of Time-Dependent Neutron Spectra from Low Temperature Ice Block. *Journal of Nuclear Science and Technology* 24(9) (1987) 693.
3. S. Sakamoto et al. Calculational Study of Time-Dependent Neutron Spectra in Ice at Low Temperature. *Journal of Nuclear Science and Technology*. 24(11) (1987) 872.
4. B. Holmqvist et al. Neutron Elastic Scattering Cross Sections of Iron and Zinc in the Energy Region 2.5 to 8.1 MeV. *Aktiebloaget Atomenergy Stokholm*. AE-337 (1968) 305.

DEPENDENCE OF TOTAL KINETIC ENERGY OF FISSION FRAGMENTS ON THE EXCITATION ENERGY OF FISSIONING SYSTEMS

K. Shimada¹, C. Ishizuka¹, F. A. Ivanyuk², S. Chiba¹

¹ Tokyo Institute of Technology, Tokyo, Japan

² Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

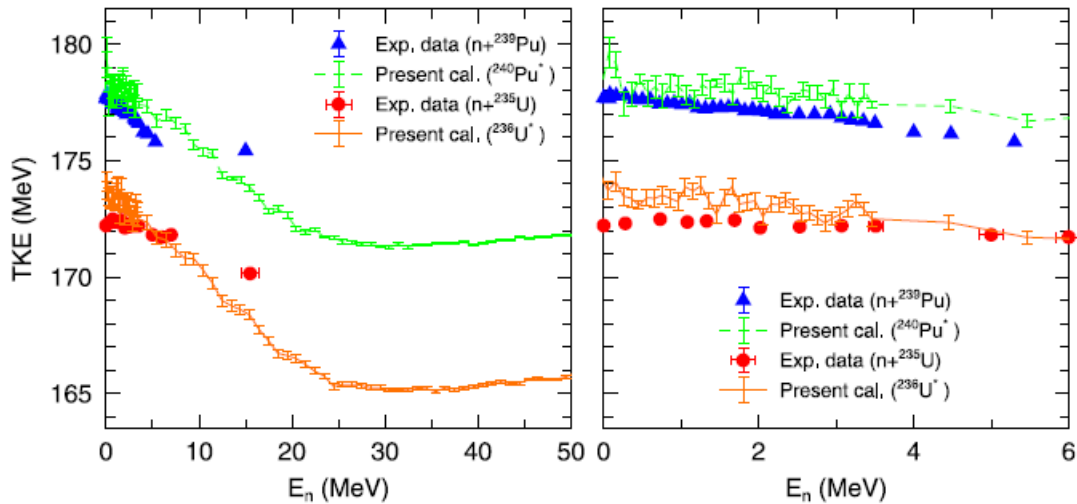
We elucidated the reason why the average total kinetic energy (TKE) of fission fragments decreases when the excitation energy of the fissioning systems increases as indicated by experimental data for the neutron-induced fission events.

To explore this problem, we used a method based on the four-dimensional Langevin equations we have developed recently [1]. We have calculated the TKE of fission fragments for fissioning systems ^{236}U and ^{240}Pu , and compared the results with experimental data for $n + ^{235}\text{U}$ and $n + ^{239}\text{Pu}$ reactions, respectively [2].

From the Langevin-model analysis, we have found that the shape of the heavy fragments changes from almost spherical for low excitation domain to highly prolate shape for high excitation energy, while that of the light fragments do not change noticeably.

The change of the “shape” of the heavy fragments causes an increase in the distance between the charge centers of the nascent fragments just after scission as excitation energy increases. Accordingly, the Coulomb repulsion between the two fragments decreases with an increase in the excitation energy, which causes a decrease in the average TKE.

In this manner, we found that the change of the shape of the heavy fragment as a function of the excitation energy is the key issue for the TKE of fission fragments to decrease as the excitation energy of the fissioning nuclei increases. In other words, washing out of the shell effects which affect the shape of the heavy fragments is the key reason for the decreasing energy dependence of the average TKE of the fission fragments (Figure).



Average TKE (total kinetic energy) of fission fragments for fissioning systems of ^{236}U and ^{240}Pu .

Two panels are the overall (*left*) and enlarged (*right*) views. The scale of the vertical axis is common in these panels. The solid lines with error bars denote our calculation, while the symbols are experimental data [3 - 5]. Note that we omit the multi chance fission effects while the experimental data above several MeV include its effects.

1. C. Ishizuka et al. Phys. Rev. C 96 (2017) 064616.
2. K. Shimada et al. Phys. Rev. C 104 (2021) 054609.
3. P.P. D'yachenko, B.D. Kuz'minov, M.V. Trasko. Sov. J. Nucl. Phys. 8 (1969) 165.
4. V.M. Surin et al. Sov. J. Nucl. Phys. 14 (1972) 523.
5. N.I. Akimov et al. Yad. Fis. 13 (1971) 484; Sov. J. Nucl. Phys. 13 (1971) 272.

ВПЛИВ ІОННО-ПЛАЗМОВОЇ МОДИФІКАЦІЇ ПОВЕРХНІ МІДІ НА ВИСОКОГРАДІЄНТНІ ВИСОКОВОЛЬТНІ ВАКУУМНІ ПРОБОЇ

В. А. Батурін, О. Ю. Карпенко, С. О. Єрьомін, О. Ю. Роєнко

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

У ЦЕРНі (Швейцарія) розробляється електрон-позитронний колайдер CLIC, на якому планується дослідження електрон-позитронних зіткнень в енергетичному діапазоні від 0,5 до 3 ТеВ. Для досягнення таких високих енергій, та збереження компактності прискорювача (довжиною ~50 км) необхідно використовувати екстремально високі градієнти електричних полів ~100 МВ/м і вище. На конструкціях прискорюючих структур прототипу CLIC ця вимога відповідає поверхневому піку електричного поля понад 200 МВ/м. Однак такі високі градієнти провокують виникнення вакуумних дуг (пробоїв) у прискорювальних конструкціях, що призводять до втрати згустки частинок. Для ефективної роботи прискорювальних структур частота пробоїв повинна підтримуватись на рівні 10^{-7} пробоїв/імпульс.

У ЦЕРНі та ІФ НАН України проводяться спільні роботи з підвищення стійкості конструкційних матеріалів прискорюючих структур до високовакуумних пробоїв. В ІФ НАН України запропоновано проводити іонно-променеви та плазмову модифікацію їхніх поверхневих шарів. У наших попередніх роботах [1, 2] експериментально показано можливість поліпшення пробивних характеристик мідних зразків залежно від способу їхньої модифікації, зокрема і зразків з тонкими плівками деяких металів та нітриду титану. У цій роботі проводиться вивчення стійкості до пробоїв мідних зразків, модифікованих плівками нітридів тугоплавких металів та оксиду молібдену відносно до зразків із чистої міді. Покриття мідних зразків плівками оксидів та нітридів проводили височастотним магнетронним розпилюванням.

Установка для дослідження має двоелектродну структуру, що має так звану конфігурацію «площина - вістря» (рис. 1) [3].

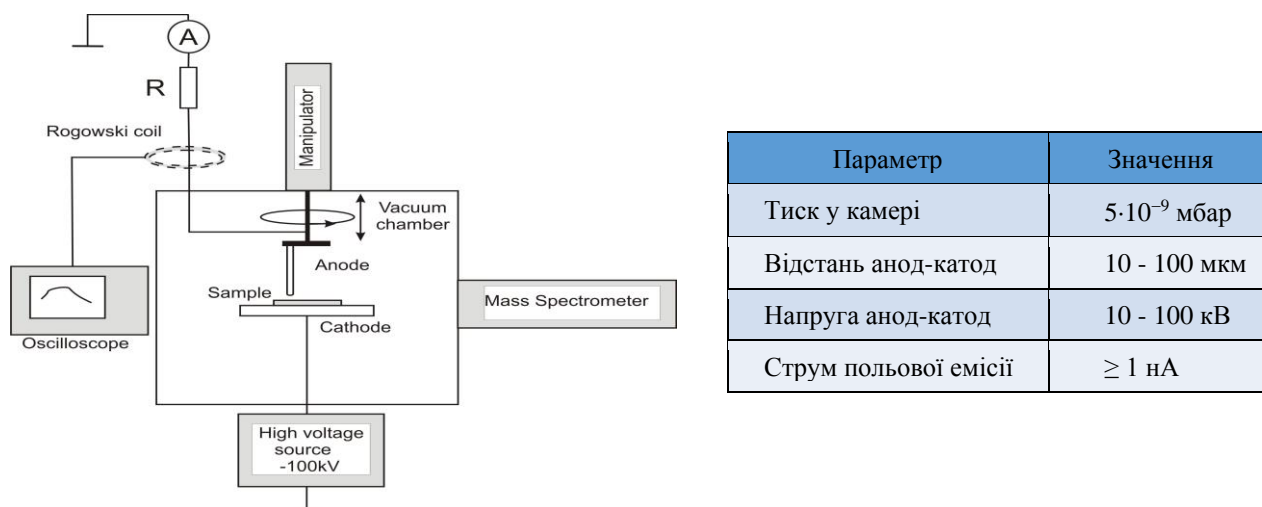


Рис. 1. Схема експериментального стенду та його параметри.

У кожному експерименті використовувалися такі критерії як напруга, при якій виникає передпробійний струм, напруга, при якій починаються мікропробої і напруга остаточного пробою. Так само знімалася залежність передпробійного струму від напруги. Кожний зразок був поділений на дві частини, одна з яких піддана модифікації поверхні, а інша ні. На кожній частині зразка визначалися значення вищезазначених параметрів у безлічі точок. Надалі всі зняті параметри усереднювалися для кожної з частин зразка.

У даній роботі ми показали, що покриття зразків міді плівками таких нітридів як Mo_2N та W_2N можуть підвищити їхню стійкість до пробоїв порівняно з чистою міддю (рис. 2) та значно зменшити передпробійні струми, але цей ефект залежить від ступеня текстури плівок цих нітридів.

Зразки з достатньо високим ступенем текстури, що визначається інтенсивністю дифракційного піку, мали кращу стійкість до пробоїв порівняно із зразками, на яких спостерігалася втрата текстури та утворення розорієнтованого структурного стану.

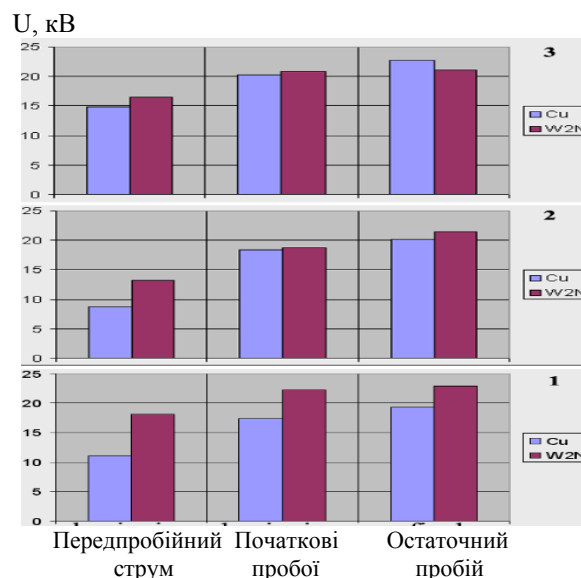
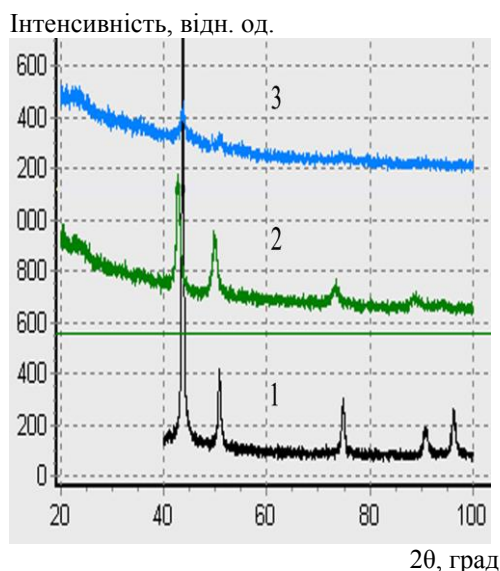


Рис. 2. Дифракційні спектри W_2N плівок, що відповідають зразкам з різною стійкістю до пробів та результати вимірювань мідних зразків з плівками W_2N на стійкість до пробів.

Покриття мідних зразків плівками оксиду молібдену отримані при різних парціальних тисках кисню. Плівки, що були отримані при більшому тиску кисню, характеризуються відсутністю текстури, збільшують стійкість до пробів і зменшують передпробійні струми мідних зразків. Зі зменшенням тиску кисню виникає текстура. Передпробійні струми на зразках з такими плівками можна порівняти із струмами на міді, а пробивні характеристики погіршуються з подальшим зменшенням парціального тиску кисню. На рис. 3 показано дифракційні спектри та характеристики пробів міді із покриттям оксиду молібдену.

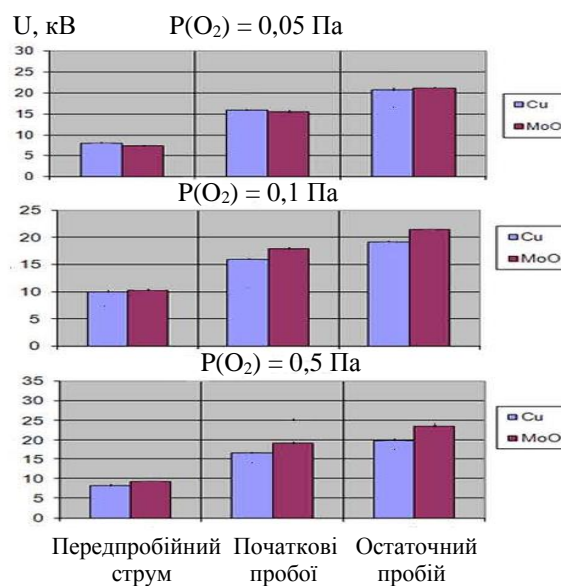
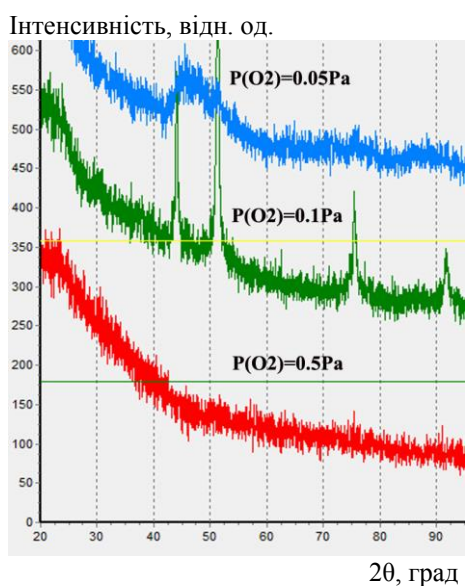


Рис. 3. Дифракційні спектри та характеристики пробів міді з покриттям оксиду молібдену.

Показано, що покриття міді тонкими плівками із нітридів тугоплавких металів (Mo_2N , W_2N), а також деякі оксидні покриття з високим значенням роботи виходу електрона (наприклад, MoO) можуть підвищити стійкість до високовакуумних пробів на 20 % порівняно із безкисневою міддю.

1. V.A. Baturin et al. [ВАНТ 4\(116\) \(2018\) 297](#).
2. V.A. Baturin, A.Yu. Karpenko, S.A. Yeryomin. [ВАНТ 6\(124\) \(2019\) 23](#).
3. V.A. Baturin et al. [ВАНТ 4\(98\) \(2015\) 294](#).

МОНІТОР ГАММА-ПОТОКУ В ЕКСПЕРИМЕНТІ LUXE

М. С. Борисова^{1,2}, О. Д. Борисов²
(від імені колаборації LUXE)

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Інститут наук Вайцмана, Реховот, Ізраїль

Запропонований експеримент LUXE (Laser und XFEL [1] Experiment) у DESY [1, 2] спрямований на дослідження непертурбативних процесів КЕД [3] у зіткненнях електронного променя європейського XFEL з оптичним лазером високої потужності. Однією з характеристик експерименту LUXE є те, що кількість частинок, що утворюється при зіткненнях (ВХ), суттєво змінюється залежно від режиму роботи LUXE та розташування підсистеми детектора. Є кілька підсистем, де це число перевищує 10^5 частинок. А для деяких частин установки загальний потік фотонів, наприклад створений у електрон-лазерній взаємодії для лазерних інтенсивностей $\xi = eE_L/\omega_L m_e > 1$, де E_L і ω_L – електричне поле лазера і його частота, відповідно, а e і m_e – заряд і маса електрона, перевищує 10^8 частинок. Це велике число робить підрахунок фотонів і вимірювання їхнього спектра складною задачею. Запропоноване рішення ґрунтується на вимірюванні потоку енергії частинок, розсіяних назад з дампа пучка, який поглинає фотони у кінці лінії пучка. Цей детектор – монітор γ -потіку (GFM) – забезпечує простий і надійний спосіб моніторингу зміни потоку фотонів з часом. Він відіграє роль, подібну до монітора світимості в експериментах на колайдері. Метою вимірювання GFM є точний моніторинг кількості та, можливо, визначення кутового розподілу фотонів, що походять від високоінтенсивного комптонівського розсіювання. Останній може позначити, наприклад, випадок, якщо пучок випадково зміщується зі свого номінального положення. Величина зсуву буде визначатися через нерівномірний розподіл енергії, що виділяється в модулях GFM. Було проведено спеціальне моделювання, щоб отримати кількісну оцінку цього вимірювання.

Концептуально установка LUXE містить дві підсистеми детектора: електронно-позитронний спектрометр (виділений блакитним кольором на рис. 1) і систему детектування фотонів (зафарбований зеленим кольором на рис. 1). У точці взаємодії пучок електронів, що містить $1,5 \cdot 10^9$ частинок, зіштовхується з лазерним імпульсом з довжиною хвилі 800 нм під кутом $17,2^\circ$. GFM (γ Monitor) розміщується в кінці лінії пучка перед дампом пучка фотонів, зображеним чорним кольором на рис. 1.

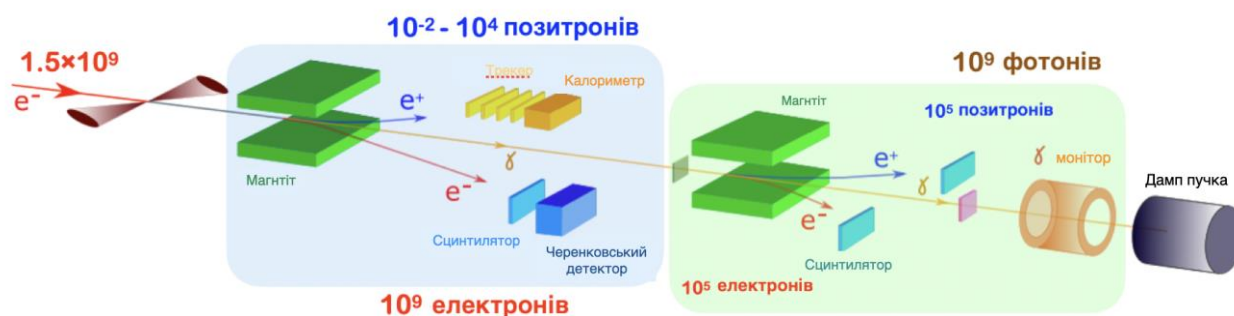


Рис. 1. Схема експерименту LUXE. Показані магніти, детектори та поглинаючі елементи.

GFM зібрано з восьми блоків свинцевого скла, розташованих циліндрично та симетрично навколо осі пучка, на відстані 12 см радіально від лінії пучка та 10 см вище за потоком від скидання пучка, як показано на рис. 2. Ця конфігурація вибрана, щоб радіаційне навантаження було прийнятним. Також таке розташування восьми блоків забезпечує чутливість до розташування і поперечного розміру пучка фотонів. Блоки складаються з модулів зі свинцевого скла розміром $3,8 \times 3,8 \times 45$ см³ типу ТФ-101 (або ТФ-1). Кожен модуль має глибину 18 радіаційних довжин (X_0).

Для вивчення та оптимізації детектора GFM експериментальна схема була детально реалізована в геометричній моделі Geant4 [4]. Щоб дослідити очікуваний результат роботи GFM, поглинута енергія, $E_{\text{деп}}$, вивчається як функція кількості скинутих фотонів, N_γ . Кореляція показана на рис. 3 для різних інтенсивностей лазера. Спостерігається чітка залежність депонованої енергії від кількості падаючих фотонів.

Перші прототипи модулів детекторів GFM було випробувано в лабораторії (DESY) і на установці лазерного плазмового прискорювача (LPA) з використанням високоінтенсивного електронного променя.

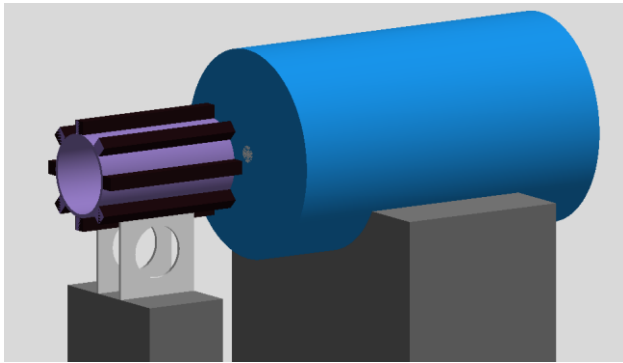


Рис. 2. Geant4 візуалізація калориметра зворотного розсіювання, розташованим перед дампом пучка.

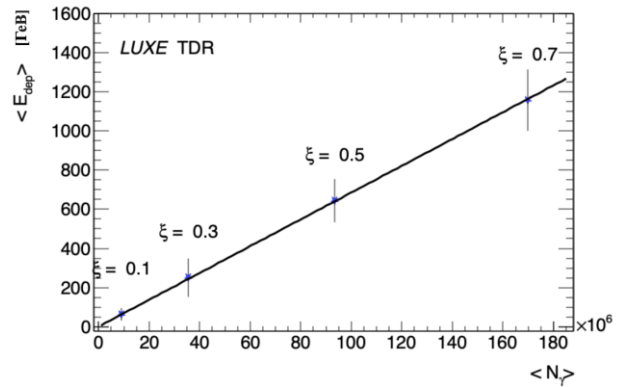


Рис. 3. Середня депонована енергія зворотного розсіювання, E_{dep} , як функція кількості фотонів, N_{γ} .

У лабораторних випробуваннях досліджено пропускання світла при різних положеннях джерел світла (рис. 4), кількох моделей фотоелектронних помножувачів (ФЕП) та різних типів обгорткових матеріалів. Проведені тести показали, що наявні кристали зі свинцевого скла повністю функціональні.

Перша кампанія з випробування на електронному пучку відбулася в листопаді 2021 р. в LPA в DESY. Два прототипи модуля GFM було випробувано в електронному пучку з енергією 60 MeV із змінним зарядом пучка, що досягає в максимумі 25 пКл ($\sim 10^8 e^-$) при 3,5 Гц. Кожний модуль складається з одного блока свинцевого скла, загорнутого в один шар алюмінієвої фольги та двох шарів вінілової плівки з ФЕП, прикріпленим до кінця. Один модуль був оснащений одноанодним Hamamatsu R1398, підключеним до індивідуального дільника напруги, а другий – чотирианодним Hamamatsu R5900-03-M4 з роз'ємом ФЕП Hamamatsu E7083. Досліджено різні положення та орієнтацію модулів детектора в пучку.

На рис. 5 порівнюються спектри монітора пучка та прототипу GFM, оснащеного чотирианодним ФЕП. Спектр електронного пучка добре відтворюється за допомогою вимірювань у модулі детектора зі свинцевого скла.

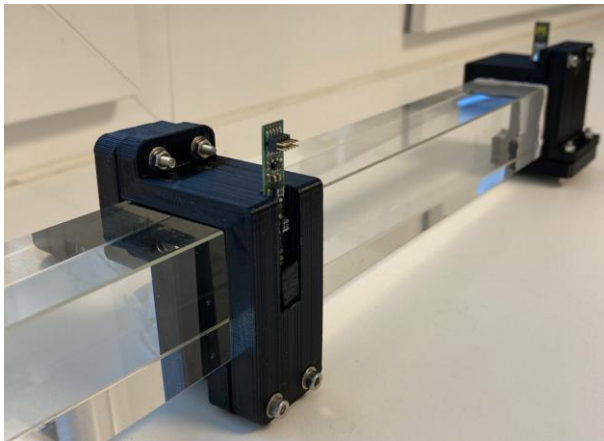


Рис. 4. Світлодіодний драйвер у підтримуючій конструкції, прикріплений до кристалу, для дослідження відгуку детектора.

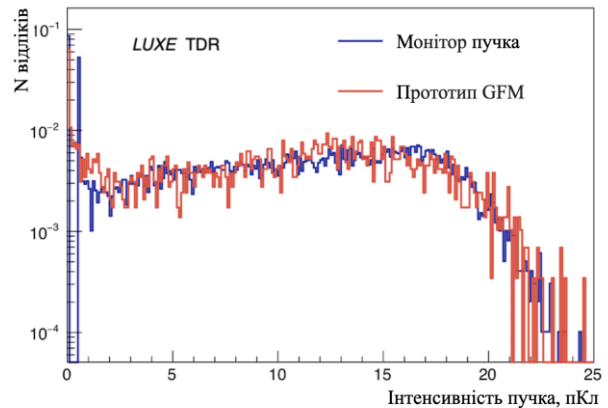


Рис. 5. Порівняння спектрів від монітора пучка (синя лінія) і прототипу GFM, оснащеного чотирианодним ФЕП. Червона крива – це сума сигналів від чотирьох анодів.

Запропоновано та досліджено роботу калориметра із зворотним розсіюванням від дампу пучка для вимірювання високого потоку фотонів у симуляціях та експерименті для умов LUXE.

1. H. Abramowicz et al. Letter of Intent for the LUXE Experiment. arXiv:1909.00860v1.
2. H. Abramowicz et al. Conceptual Design Report for the LUXE Experiment. Eur. Phys. J. Spec. Top. (2021), arXiv:2102.02032v1.
3. J.S. Schwinger. On gauge invariance and vacuum polarization. Phys. Rev. 82 (1951) 664.
4. S. Agostinelli et al. GEANT4: A Simulation toolkit. Nucl. Instrum. Meth. A 506 (2003) 250.

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ДЛЯ ОЦІНКИ ЕФЕКТИВНОСТІ АДАПТИВНОГО УПРАВЛІННЯ НА КАНАЛЬНОМУ РІВНІ ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙНОЇ МЕРЕЖІ

А. П. Войгер, М. І. Доронін, О. М. Ковальов, І. О. Мазний, О. М. Семенюк

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Запропоновано математичну модель для визначення оптимального розміру пакетів даних, який забезпечує максимальну ефективну швидкість передачі в телекомунікаційній мережі з урахуванням параметрів, форматів і процедур фізичного та каналного рівнів при використанні протоколу МДКН з гнучкою стратегією конкурентного доступу до радіоканалу [1].

Швидкість передачі C на каналному рівні телекомунікаційної мережі при заданій фізичній швидкості передачі V біт/с визначено у вигляді функції: $C = VC_M(P_M, C_{PL})$, де C_M – коефіцієнт ефективності МДКН протоколу з урахуванням комплексного впливу вірогідності успішної передачі пакета P_M , яка визначається процедурами МДКН протоколу, та коефіцієнта спільної ефективності фізичного рівня і LLC протоколу C_{PL} , який у свою чергу залежить від вірогідності успішної передачі пакета P_p на фізичному рівні радіомережі і від коефіцієнта збільшення довжини пакетів та коефіцієнта ефективності C_L прийнятого формату кадра.

При заданій ймовірності p помилки на один біт у радіоканалі ймовірність безпомилкової передачі пакета визначається його довжиною (кількістю біт). $L = n + c$, де n – довжина інформаційної частини пакета, c – довжина службової частини пакета (протокольна надмірність) $P_p = (1 - p)^{(n+c)}$.

Коефіцієнт ефективної швидкості передачі LLC протоколу визначається співвідношенням довжини інформаційної частини пакета до загальної довжини пакета $C_L = \frac{n}{L}$. Тоді спільний коефіцієнт ефективності передачі фізичного рівня та рівня LLC буде визначатися рівнянням:

$$C_{PL} = P_p C_L = \frac{n(1-p)^{(n+c)}}{L}. \text{ Очевидно, при фіксованому значенні довжини службової частини пакета}$$

ефективна швидкість передачі зростає із збільшенням його інформаційної довжини. У той же час при збільшенні довжини пакета знижується ймовірність його успішної передачі P_p , тобто задача підвищення ефективної швидкості передачі повинна вирішуватися на основі компромісу в задоволенні суперечливих вимог фізичного рівня і протоколу LLC.

Для кожного значення ймовірності помилки в радіоканалі існує оптимальна довжина інформаційної частини пакета n_o , що нескладно отримати з умови $\frac{dC_{PL}}{dn} = 0$:

$$n_o = \frac{-c \ln(1-p) - \sqrt{(c \ln(1-p))^2 - 4c \ln(1-p)}}{2 \ln(1-p)}. \text{ Для заданого протоколу каналного рівня довжина}$$

службової частини пакета фіксована, і варіація r довжини пакета L відносно оптимального, коли $n = n_o$, здійснюється зміною значення $n \frac{n+c}{n_o+c} = r$. Звідси зміни довжини пакета в r разів можна досягти при $n = rn_o + (r-1)c$. Тоді для змінного n маємо: $C_{PLr} = \frac{[rn_o + (r-1)c](1-p)^{r(n_o+c)}}{r(n_o+c)}$.

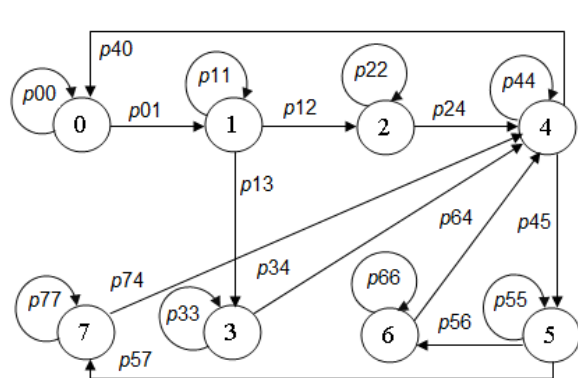


Рис. 1. Діаграма станів радіоканалу.

Рівняння ймовірності безконфліктної передачі P_M для МДКН протоколу зі змінною довжиною пакетів даних rL_o при їхньому надходженні з інтенсивністю λ отримаємо з аналізу протокового процесу зміни станів радіоканалу, який задано одномірним ланцюгом Маркова з неперервним часом.

Відповідно до процедур МДКН протоколу радіоканал може перебувати в одному з восьми станів (рис. 1): ($k=0$) – вільному, ($k=1$) – вразливості при передачі пакета довжиною rL_o , ($k=2$) – безконфліктної передачі пакета довжиною rL_o , ($k=3$)

– конфлікті при передачі пакетів довжиною rL_o , ($k=4$) – дозволу передачі, ($k=5$) – вразливості при передачі пакета довжиною L_o , ($k=6$) – безконфліктної передачі пакета довжиною L_o , ($k=7$) – конфлікті при передачі пакетів довжиною L_o .

Відповідно до процедур МДКН протоколу, безконфліктна передача пакетів здійснюється в 2 та 6 стані радіоканалу, причому в 2 стані передається пакет збільшеної в r разів довжини, а в 6 стані – пакет оптимальної довжини. Ймовірність цих станів отримано із системи лінійних диференціальних рівнянь, що зв'язує між собою ймовірності станів радіоканалу $P_2 = \frac{T\lambda P_0}{1+a\lambda}$, $P_6 = \frac{aT_o\lambda^2 P_0}{1+a\lambda}$.

Отже коефіцієнт ефективності МДКН протоколу с урахуванням комплексного впливу фізичного рівня и LLC протоколу буде визначатися рівнянням $C_M = P_2 C_{PLr} + C_{PLo} P_6$, де $C_{PLo} = \frac{n_o(1-p)^{(n_o+c)}}{n_o+c}$ –

коефіцієнт спільної ефективності фізичного рівня і LLC протоколу для оптимальної довжини пакетів ($r=1$). Остаточо маємо $C = \frac{VT_o\lambda(rC_{PL} + a\lambda C_{PLo})}{(1+a\lambda)(1+a\lambda + \lambda T + aT_o\lambda^2) + a\lambda}$.

На рис. 2 зображено графік ефективної швидкості передачі, а на рис. 3 – ілюстрація наявності оптимальної довжини пакетів даних, що забезпечує максимум ефективної швидкості передачі.

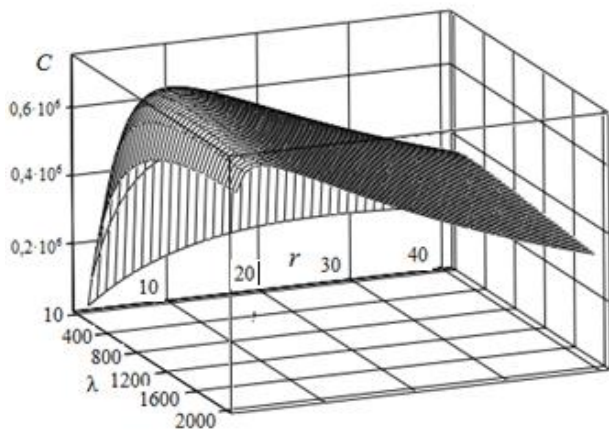


Рис. 2. Ефективна швидкість передачі.

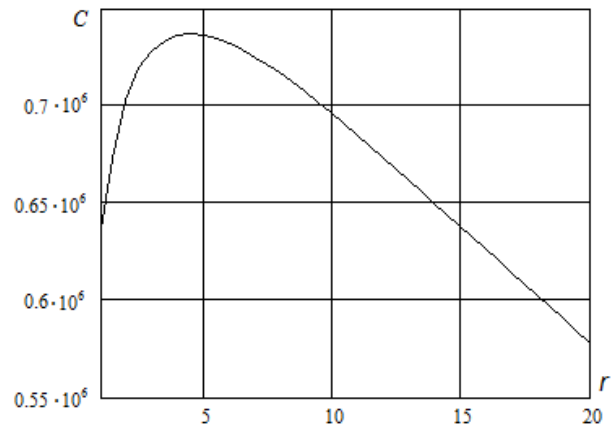


Рис. 3. Оптимальна довжина пакетів даних.

Математична модель доводить, що існує та може бути розрахований оптимальний розмір пакетів даних для кожного набору системних параметрів, таких як швидкість передачі, ймовірність пошкодження одного біту інформації завадами в радіоканалі, а також структура пакета LLC протоколу. Відхилення довжини пакетів понад оптимальне значення призводить до зниження ефективної швидкості передачі.

1. А.П. Войтер. Наукові вісті Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут» 6 (2013) 7.

АНАЛІЗ ПАРАМЕТРІВ ФУНКЦІОНУВАННЯ МАС РІВНЯ МУЛЬТИСЕРВІСНОЇ ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙНОЇ РАДІОМЕРЕЖІ В УМОВАХ САМОПОДІБНОГО ТРАФІКА

А. П. Войтер, М. І. Доронін, О. М. Ковальов, І. О. Мазний, О. М. Семенюк

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Сучасні дослідження трафіка, що передається в мультисервісних телекомунікаційних радіомережах, показують відмінність його статистичних характеристик від прийнятих у класичній теорії телеграфіка. Ця відмінність полягає в наявності ознаки самоподібності, за якою використання традиційних методів розрахунку параметрів радіомережі, заснованих на пуасонівських моделях, дає невиправдано оптимістичні результати, що призводять до недооцінки навантаження та стабільності роботи. Особливо критично це може проявитися в радіомережах, де на МАС рівні використовуються протоколи випадкового множинного доступу до радіоканалу.

У цій роботі на прикладі синхронного протоколу множинного доступу з контролем сигналу несучої (CSMA – Carrier Sense Multiple-Access) з жорсткою стратегією продемонстровано відмінність середньої швидкості, пропускну здатності та межі стійкості, розрахованих з використанням пуасонівської моделі трафіка від розрахунків тих же параметрів для моделі самоподібного трафіка.

Протоколи CSMA з'явилися досить давно та добре досліджені для пуасонівської моделі трафіка. Відомо рівняння середньої швидкості передачі для синхронного CSMA із жорсткою стратегією [1]:

$$S = \frac{G \exp[-G(1+\tau)] 1 + \tau - \exp(-\tau G)}{(1+\tau)[1 - \exp(-\tau G)] + \tau \exp[-G(1+\tau)]}, \quad (1)$$

де G – інтенсивність трафіка, τ – максимальний час поширення радіосигналу в мережі, а також тривалість одного такту роботи радіоканалу. У цьому рівнянні всі параметри нормовані до тривалості передачі пакетів T , за умови, що $T = 1$. Крім того використано одне з положень теорії відновлення, коли розглядається випадковий процес переходу радіоканалу із вільного стану в зайнятий стан чи навпаки. Час знаходження радіоканалу в кожному стані є випадковою величиною із середнім значенням B для зайнятого стану, коли здійснюється передача та I для вільного стану. Крім того, в стані передачі виділено стан успішної (безконфліктної) передачі із середнім значенням тривалості U . Середня швидкість передачі визначена співвідношенням

$$S = \frac{U}{B + I}. \quad (2)$$

Використовуючи (2), отримаємо рівняння середньої швидкості передачі для мультисервісної радіомережі, трафік якої має ознаки самоподібності. У [2] показано, що найбільш точно на МАС рівні архітектури випадковий процес передачі визначатиметься розподілом Парето, що має декілька форм. Ми використаємо розподіл Парето другого типу, тобто той, який зсунуто до початку координат:

$$P = \Pr[\text{інтервал між передачами} > t] = \left(\frac{t+k}{k}\right)^{-\alpha}, \quad (3)$$

де α – параметр форми розподілу, k – локальний параметр і обидва є додатними дійсними числами. Для розподілу Парето середній інтервал між передачами визначається як $\bar{t} = k/(\alpha-1)$, $\alpha > 1$. Тоді очевидно, що інтенсивність трафіка: $G = T/\bar{t} = (\alpha-1)T/k$. Звідси, тривалість передачі одного пакета даних: $T = Gk/(\alpha-1)$. З умови $T = 1$ отримаємо:

$$k = (\alpha-1)/G. \quad (4)$$

Кількість тактів радіоканалу у вільному стані є випадковою величиною з геометричним розподілом та середнім значенням з урахуванням (3) $n_I = \frac{1}{1 - \left(\frac{a+k}{k}\right)^{-\alpha}}$. Тоді $I = \frac{\tau}{1 - \left(\frac{a+k}{k}\right)^{-\alpha}}$.

Кількість передач у зайнятому стані радіоканалу є також випадковою величиною з геометричним розподілом та середнім значенням. $n_B = \left(\frac{1+\tau+k}{k}\right)^\alpha$, отже $B = (1+\tau)\left(\frac{1+\tau+k}{k}\right)^\alpha$.

Визначимо середню тривалість роботи радіоканалу, коли здійснюються успішні (безконфліктні) передачі. Ймовірність першої успішної передачі в періоді зайнятості визначається ймовірністю появи передачі в останньому вільному такті роботи радіоканалу. Очевидно, що момент t появи передачі може настати в будь-якому місці такту з ймовірністю $1/\tau$. Для розподілу Парето необхідно визначити ймовірність надходження інших передач, як до моменту t так і після нього, тобто на інтервалі $(\tau - t)$.

Виходячи з (3) ймовірність відсутності інших передач до моменту t дорівнює $\left(\frac{t+k}{k}\right)^{-\alpha}$, а після нього – $\left(\frac{\tau-t+k}{k}\right)^{-\alpha}$.

Ці дві події незалежні. Отже загальна ймовірність успішної передачі може бути визначена множенням їх. Враховуючи це, та ймовірність самого факту появи передачі, отримаємо інтегруванням усіх можливих передач у межах такту, ймовірність успішної першої передачі в зайнятому періоді:

$$U_{\tau} = \int_0^{\tau} \frac{1}{\alpha} \left(\frac{t+k}{k}\right)^{-\alpha} \left(\frac{\tau-t+k}{k}\right)^{-\alpha} dt.$$

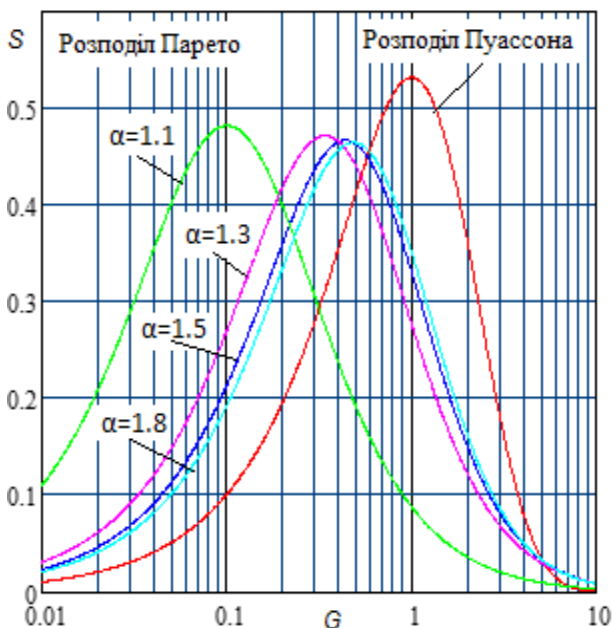
Аналогічно з урахуванням, що наступні передачі в зайнятому стані надходять на інтервалі $(1 + \tau)$, отримаємо ймовірність безконфліктності кожної з них: $U_{(1+\tau)} = \int_0^{1+\tau} \frac{1}{1+\tau} \left(\frac{t+k}{k}\right)^{-\alpha} \left(\frac{1+\tau-t+k}{k}\right)^{-\alpha} dt$.

Тоді, беручи до уваги загальну кількість передач у зайнятому періоді, рівняння для середньої тривалості успішної передачі в зайнятому періоді можна записати у вигляді: $U = U_{\tau} + (n_B - 1)U_{1+\tau}$.

З огляду на (4), отримаємо остаточні значення параметрів, за якими можна провести розрахунки середньої швидкості передачі МАС рівня мультисервісної телекомунікаційної радіомережі за умови $\alpha > 1$:

$$I = \frac{\tau(\alpha-1)^{-\alpha}}{(\alpha-1)^{-\alpha} - (\tau G + \alpha - 1)^{-\alpha}}; \quad B = (1+\tau) \left(\frac{G + \tau G + \alpha - 1}{\alpha - 1}\right)^{\alpha};$$

$$U = \frac{1}{\tau(\alpha-1)^{-2\alpha}} \int_0^{\tau} [(Gt + \alpha - 1)(G(\tau - t) + \alpha - 1)]^{-\alpha} dt + \\ + \frac{[(1+\tau)G + \alpha - 1]^{\alpha} - (\alpha - 1)^{\alpha}}{(1+\tau)(\alpha-1)^{-\alpha}} \int_0^{1+\tau} [(Gt + \alpha - 1)(G(1 + \tau - t) + \alpha - 1)]^{-\alpha} dt.$$



Підставляючи ці параметри в (2), отримаємо рівняння середньої швидкості передачі для мультисервісної мережі із самоподібним трафіком.

На рисунку показано графік $S(G)$ для моделі трафіка з розподілом Пуассона, побудованого за формулою (1) та для розподілу Парето при декількох значеннях параметра α при $\tau = 0,01$. При виборі значень α було враховано залежність параметра форми розподілу Парето від міри самоподібності трафіка (показника Хьорста H) [2]: $\alpha = 3 - 2H$. Оскільки параметр Хьорста може змінюватися в діапазоні $H \in [0,5; 1]$, то $\alpha \in [1; 2]$.

Графік демонструє, що пропускна здатність МАС рівня радіомережі (максимальне значення $S(G)$) є практично незмінною на середньому рівні 0,47 для різних значень параметра α (міри самоподібності трафіка H , як індикатора зміни довго-

строкової залежності), залишаючись нижчою на 11 % від пропускної здатності за моделлю Пуассона (0,53). Суттєвим є те, що значно змінюється межа стійкості мережі (значення G , при якому $S(G)$ сягає рівня пропускної здатності). Наприклад, при $\alpha = 1,1$ вона нижча в 10 разів порівняно з межею стійкості за моделлю Пуассона. При зниженні параметра α спостерігається зниження межі стійкості, оскільки при цьому зростає довгострокова залежність трафіка (параметр Хьорста). При інтенсивності трафіка більшій за межу стійкості радіомережа не може стабільно функціонувати через лавиноподібне зростання кількості конфліктів у радіоканалі. Тобто, модель Пуассона в даному випадку залежно від параметра α завищує від 2,5 до 10 разів межу стабільності, роботи МАС рівня мережі при наявності самоподібного трафіка.

1. L. Kleinrock, F. Tobagi. IEEE Transactions on Communications 23(12) (1975) 1400.
2. Д.В. Агеев, А.А. Игнатенко, А.Н. Копылев. Проблемы телекоммуникаций 3 (2011) 18.

МОДЕЛЮВАННЯ ПРОСТОРОВОГО ПОШУКУ ВИБУХОНЕБЕЗПЕЧНОЇ РЕЧОВИНИ З ВИКОРИСТАННЯМ ГЕНЕРАТОРА НЕЙТРОНІВ З ЕНЕРГІЄЮ 14 МєВ

О. К. Горпинич, М. І. Довженко, І. П. Дряпаченко, В. О. Кива,
О. А. Кушній, В. В. Осташко, О. М. Поворозник, А. Ф. Шаров

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Пам'яті М. Ф. Коломійця

Важко було б уявити собі ще рік тому таку трагічну нагальність, заявленої у назві потреби, але у «вчорашніх» новинах прозвучало, що недоступна для збору урожаю пшениця на замінованій площі у 21 тис. га в одній з південних областей України.



Рис. 1. Зразки реалізованих розробок.

можливостей існуючих розробок, приладів і вимірювальних систем для подібних прикладних цілей [2, 3]. Насамперед, це мотивувалося багаторічним розвитком у нашому інституті розробки, виготовлення та використання малогабаритних DT-генераторів нейтронів (рис. 1).

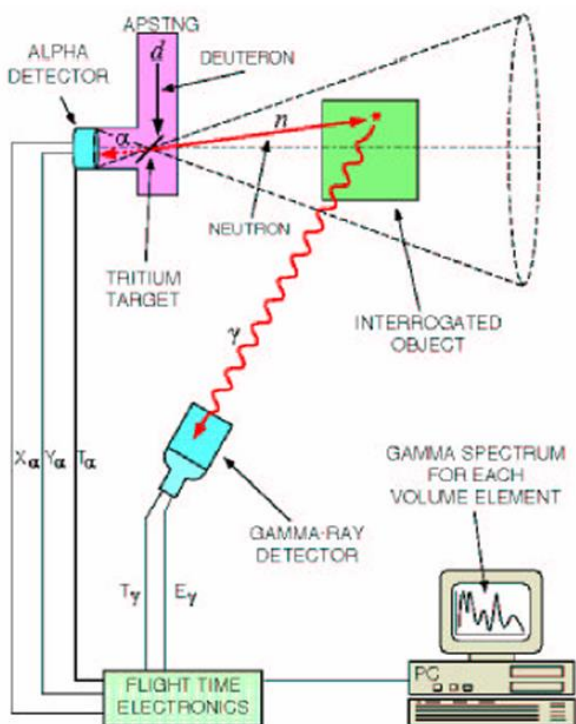


Рис. 2. Схема установки.

відпрацьованому ядерному паливі тощо. Радіаційні поля швидких нейтронів (у природному супроводі γ -квантів) використовуються за кордоном у фізичному захисті об'єктів, скануванні на митних кордонах та, навіть, діагностиці вибухонебезпечних матеріалів.

Тема, так званого, гуманітарного розмінування, на жаль, не нова у сучасному світі. Показово, що не тільки за безліччю іноземних розробок методів та засобів просторового пошуку вибухонебезпечної речовини, як необхідної складової смертельної вибухівки – українські вчені й фахівці теж не стояли осторонь. Ще у грудні 2008 р. вченою радою Луганського науково-дослідного та проектно-конструкторського інституту «Іскра» Міністерства освіти і науки, молоді та спорту України були розглянуті результати науково-дослідної роботи «Дослідження теоретичних засад приладового, технологічного і методичного забезпечення гуманітарного розмінування» [1]. Неодноразово і в ІЯД НАН України піднімалося питання використання

Для конкретної реалізації заявленої мети, а саме просторового пошуку небезпечних речовин, використовується схема (рис. 2) за методом «мічених» нейтронів, коли ресструються збіги сигналів детекторів обох кінцевих продуктів нейтрон-генеруючої DT-реакції – нейтронів та супутніх їм α -частинок. Це суттєво (на один-два порядки) покращує співвідношення корисного сигналу до фоновому випромінюванню. Вибір зареєстрованого вторинного випромінювання, яке викликане взаємодією нейтрона з досліджуванним об'єктом визначається речовиною, яку ми шукаємо. Наприклад, вибухові речовини, небезпечні хімічні речовини, наркотики тощо ідентифікують за характеристичним γ -випромінюванням. Його енергія визначає збуджене ядро, з якого воно вийшло, й, відповідно, склад досліджуваної речовини. Самостійною ціллю даного проекту було б відновлення (фактично, створення заново) в Україні комплексу вимірювань та випробувань із нейтронами, насамперед, швидкими, які є невід'ємним й чи не головним суб'єктом процесів в ядерних реакторах, спонтанному поділі трансуранових продуктів у

Нарешті лишається навести в якості прикладу звітovanу [1] у 2008 р. реалізацію подібної установки просторового пошуку вибухонебезпечних предметів у Луганському інституті. На рис. 3 зображена транспортна компоновка всієї установки. Нейтронний генератор – у кінці кузова. Червона конструкція – спеціальна рама для розміщення і переміщення по землі позиційно-чутливого детектора із 19 сцинтиляційних детекторів γ -квантів. Позиційно-чутливий детектор, зображений на рис. 4, складається із комплексу вимірювальної апаратури та додаткових пристроїв.



Рис. 3. Транспортна система «Рось-3».

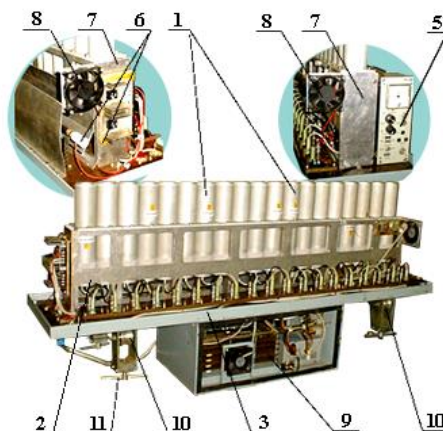
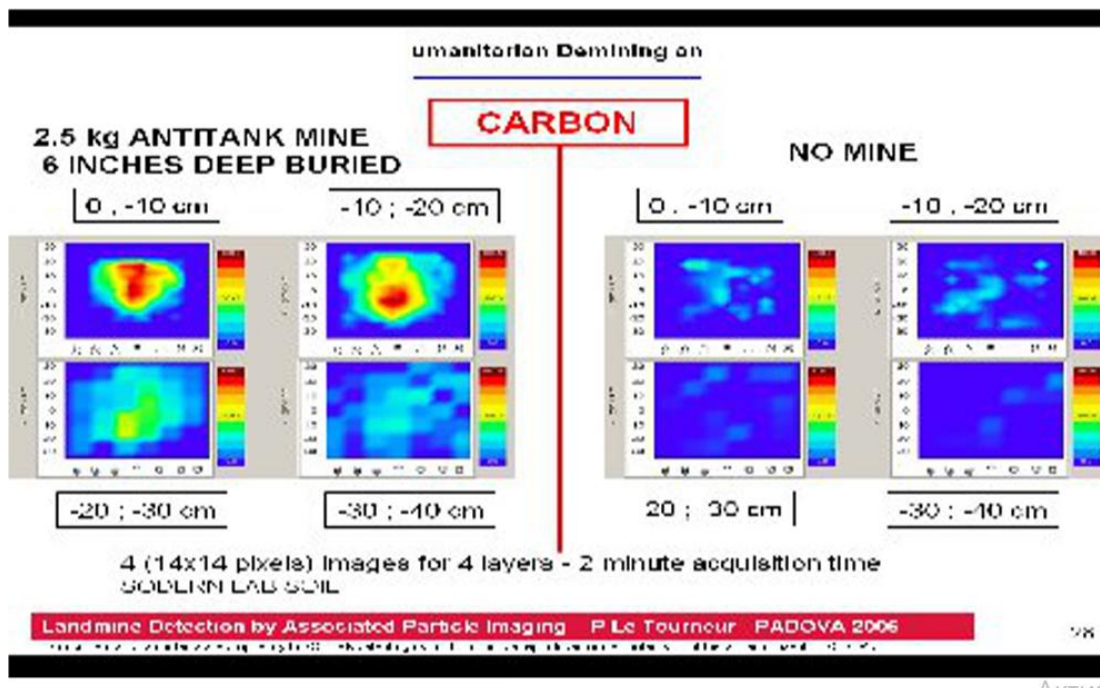


Рис. 4. Детектор позиційно-чутливий.

Однак за давньою «традицією» практичні результати можна знайти в публікаціях іноземних колег. Наприклад на сторінці французької корпорації SODERN ще у 2002 - 2005 рр. за посиланням <http://www-naweb.iaea.org/naweb/physics/meetings/tm29225/prcdngs/papers/b-03.pdf> знаходимо:

Landmine Detection by Associated Particle Imaging Neutron Technique



1. В. Ульшин та ін. Звіт про науково-дослідну роботу Луганського науково-дослідного та проектно-конструкторського інституту «Іскра» (Луганськ, 2008).
2. Г.М. Веремейченко та ін. У кн.: XXVII щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. До 50-річчя ІЯД НАН України. Анотації до доповідей, Київ, 21 - 25 вересня, 2020 року (К., Ін-т ядерних дослідж., 2020) с. 28.
3. О.К. Горпинич та ін. У кн.: XXVIII щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Анотації до доповідей, Київ, 27 вересня - 1 жовтня 2021 року (К., Ін-т ядерних дослідж., 2022) с. 54.

ПЕРШІ РЕЗУЛЬТАТИ РОБОТИ СИСТЕМИ RMS-R3 В ЕКСПЕРИМЕНТІ ЛНСЬ ПРИ РЕКОРДНІЙ ЕНЕРГІЇ ЗІТКНЕНЬ ПРОТОННИХ ПУЧКІВ 13,6 ТеВ

**В. М. Добішук¹, Ф. Алессіо², С. Б. Чернишенко¹, О. Ю. Охріменко¹, Г. Шиндлер²,
О. О. Кшиванський¹, В. О. Кива¹, В. М. Пугач¹**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Європейська організація ядерних досліджень, Женева, Швейцарія

Виконано успішне введення в дію системи RMS-R3, за допомогою якої в експерименті ЛНСь (CERN) здійснюється радіаційний онлайн моніторинг за умовами зіткнення пучків Великого адронного колайдера та їхньою світністю, за величиною та еволюцією генерованого фону, за якістю відтворення вищезгаданих номінальних умов та характеристик. Система RMS-R3 була розроблена як надійний пристрій для безперервного функціонування протягом серії вимірювань Run 3 (2022 - 2026 рр.) в жорсткому радіаційному середовищі, створюваному при зіткненнях адронів в області взаємодії (IP8) експерименту ЛНСь. У колайдерному режимі зіткнень протонів енергія становить 13,6 ТеВ, а в режимі фіксованої газової мішені – близько 0,1 ТеВ (с.д.м. пари нуклонів). Висока інтенсивність протонних пучків дає змогу виконання досліджень у серії вимірювань Run 3 при світності експерименту до $2 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Безпечна, стабільна та безперебійна робота модернізованої експериментальної установки ЛНСь має бути гарантована достовірністю даних моніторингових систем, таких як RMS-R3 [1].

Функціонально система представлена, по-перше, 8 металевих-фольговими сенсорами. Вони об'єднані попарно у 4 модулі, які розміщено симетрично навхрест навколо іонопроводу, на відстані приблизно 2,2 м до області взаємодії ЛНСь IP8, покриваючи зворотний аксептанс по полярному куту 7 - 14 град. Запас радіаційної міцності сенсорів, який оцінюється порядку 1 ГГр протягом терміну експлуатації, переважає приблизно на три порядки Монте-Карло змодельований ліміт дози для їхнього проектного положення [2]. По-друге, це фронтальна електроніка зчитування, куди входять зарядові інтегратори, лічильники частоти та універсальна плата зв'язку в ЛНСь. Вона підключається до сенсорів за допомогою коаксіальних кабелів з низьким рівнем ослаблення сигналу. Такий незалежний тракт забезпечує спочатку потокове перетворення заряду із сенсорів пропорційно у вихідну частоту, її обчислення та передачу вимірних даних через оптичний канал до головної системи моніторингу ЛНСь [3].

Результати аналізу даних, вимірних від початку кампанії Run 3, свідчать про відмінну часову стабільність та лінійність відгуку усіх каналів, що дає змогу використовувати функціонал системи RMS-R3 для визначення миттєвої світності та фонового вкладу на основі вимірювання потоків заряджених частинок, оцінки кучності та відносного зміщення області світності в поперечній площині. На рис. 1 показано відгук сенсора RMS-R3 як функцію від часу для одного робочого циклу пучків. Спочатку відбуваються інжекції згустків пучків, які можна помітити на рис. 1 у вигляді одиничних піків ліворуч приблизно до 18:40. Далі протягом 20 хв триває етап повністю автоматизованого прискорення пучків до номінальної енергії 6,8 ТеВ. Збільшення частоти відгуку на декілька сотень герцних розмірів пучків до десятків мікрон безпосередньо в точці взаємодії ЛНСь IP8. За ним слідує фаза налаштування оптики пучків. Від близько 19:25 розпочався етап набору фізичних даних при стабільних протонних пучках, що тривав приблизно 14,67 год.

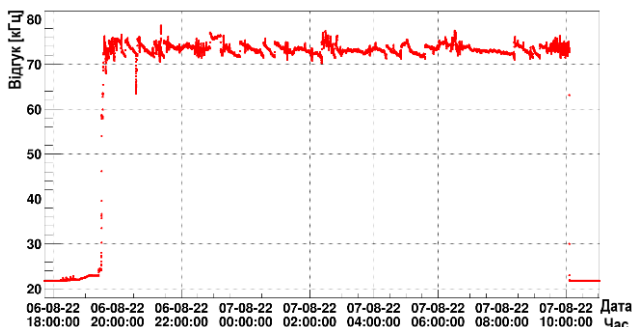


Рис. 1. Відгук сенсора RMS-R3 протягом підготовки пучків та стабільних протон-протонних зіткнень при енергії 13,6 ТеВ, що тривали близько 14 год 40 хв (цикл № 8102).

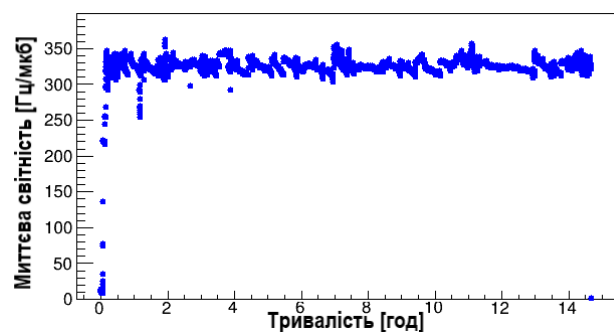


Рис. 2. Миттєва світність протон-протонних зіткнень при енергії 13,6 ТеВ, виміряна в експерименті ЛНСь, протягом робочого циклу № 8102.

На рис. 2 наведено часову залежність вимірної миттєвої світності в експерименті LHCb для циклу № 8102. Середнє значення світності становить $3,31 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Як можна побачити, порівнюючи рис. 1 та 2, відгук RMS-R3 гарно відображає відносну світність.

Дуже низькі шумові характеристики дають змогу досягти роздільної здатності в 15 - 25 Гц ($< 1\%$) по величині відгуку на стабільну світність. Спеціальне калібрування RMS-R3 для незалежного вимірювання абсолютної світності цілком реалістичне, оскільки ефективна чутливість виявлення становить приблизно $0,75 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

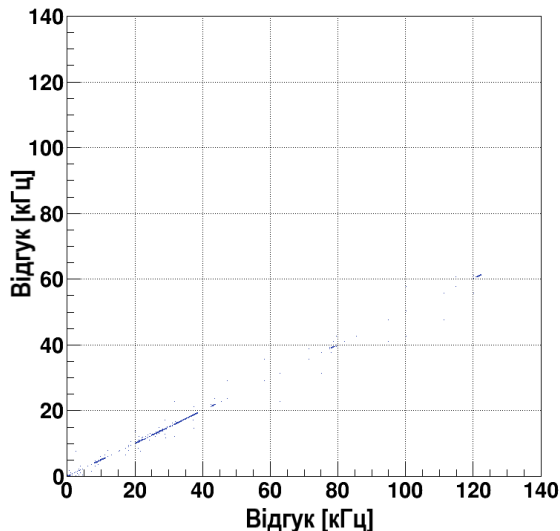


Рис. 3. Кореляційна залежність між відгуками пари суміжних сенсорів RMS-R3 при моніторингу відносної світності.

Рис. 3 ілюструє лінійність відгуків сенсорів RMS-R3 при зростанні світності протонних пучків до приблизно $10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Частота вимірюваних взаємодій пучків при цьому, як можна помітити, вдвічі більша у сенсора (вісь x), розміщеного ближче до іонопроводу, ніж у сенсора (вісь y), віддаленого від нього. Враховуючи таку залежність, можна оцінити, що динамічний діапазон системи RMS-R3 (1 Гц - 1,3 МГц) дає змогу забезпечити вимірювання 5-кратного та 10-кратного перевищення номінальної світності Run 3 за допомогою модульної пари сенсорів.

Система RMS-R3 є вагомим елементом у загальній структурі експерименту LHCb впродовж серії фізичних вимірювань Run 3.

1. V. Dobishuk et al. Installation of the Radiation Monitoring System RMS-R3. Technical Report. EDMS 2430186, CERN, Geneva, Mar 2021.
2. LHCb Collaboration, LHCb PLUME: Probe for LUMinosity MEasurement. Technical Report. CERN-LHCC-2021-002, LHCb-TDR-022, CERN, Geneva, Jan 2021.
3. V. Dobishuk et. al. LHCb RMS-R3, new radiation hard system for on-line monitoring of beam and background conditions in Run 3. In: *The 5th International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics (TIPP2021)*, Vancouver, Canada, 24 - 28 May 2021 (Vancouver: TRIUMF, 2021).

МОДЕЛЮВАННЯ РАДІОАКТИВНОЇ ЗАБРУДНЕНОСТІ НЕЙЛОНОВИХ ДРОТІВ ДЛЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ BINGO

М. М. Зарицький

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Пошук безнейтринного подвійного бета ($0\nu 2\beta$) розпаду відіграє важливу роль у сучасній фізиці елементарних частинок, оскільки цей процес є забороненим у рамках Стандартної Моделі елементарних частинок. Спостереження $0\nu 2\beta$ -розпаду дасть змогу визначити природу (частинка Майорани чи Дірака), масу та схему масових станів нейтрино (нормальна чи обернена), перевірити закон збереження лептонного числа. Найбільш чутливі експерименти дають лише обмеження на період напіврозпаду ядер відносно цього процесу на рівні $\lim T_{1/2} \sim 10^{24} - 10^{26}$ років [1].

Експериментальні дослідження $0\nu 2\beta$ -розпаду потребують умов низького рівня фону в області шуканого ефекту. Один із найбільших болометричних експериментів – CUORE [2], що проводиться в LNGS (Італія) з 2017 р. – використовує болометричні кристали TeO_2 , але має високий радіоактивний фон в області шуканого ефекту на рівні 10^{-2} відліків/(рік·кеВ·кг). Великомасштабний проект CUPID (CUORE Upgrade with Particle ID) [3] є продовженням експерименту CUORE та націлений на досягнення чутливості експерименту на рівні, що дає змогу досліджувати область оберненої схеми масових станів нейтрино. Експеримент CUPID-Мо [4] показав високу ефективність використання болометрів Li_2MoO_4 , що дало можливість отримати нове обмеження на $0\nu 2\beta$ -розпад ^{100}Mo $T_{1/2} > 1,5 \cdot 10^{24}$ років [5] та досягти зменшення радіоактивного фону до $\sim 10^{-4}$ відліків/(рік·кеВ·кг). Для підготовки експериментів наступного покоління, з метою дослідження області нормальної схеми масових станів нейтрино, проводиться розробка експерименту BINGO. В експерименті пропонується низка вдосконалень, основними з яких є установка, з мінімізованою кількістю матеріалів, що спрощено складається з детекторів Li_2MoO_4 та TeO_2 , які прикріплені нейлоновими дротами до мідної структури, та, вперше в болометричних експериментах, використання криогенного активного захисту зі сцинтиляторів. Мета експерименту BINGO полягає в суттєвому зниженні кількості фонових подій в області шуканого ефекту до рівня $\sim 10^{-5}$ відліків/(рік·кеВ·кг). У доповіді наведено результати моделювань методом Монте-Карло радіоактивної забрудненості нейлонових дротів для різних конфігурацій детекторів установки.

1. M.J. Dolinski, A.W.P. Poon, W. Rodejohann. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 69 (2019) 219.
2. D.Q. Adams et al. (CUORE collaboration). Nature 604 (2022) 53.
3. G. Wang et al. arXiv:1504.03599v1 [physics.ins-det] (2015).
4. E. Armengaud et al. Eur. Phys. J. C 80(1) (2020) 44.
5. E. Armengaud et al. Phys. Rev. Lett. 126 (2021) 181802.
6. A. Armatol et al. arXiv:2204.14161v1 [physics.ins-det] (2022).

ДОСЛІДЖЕННЯ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ ЯДРА ^{150}Nd НА ЗБУДЖЕНІ РІВНІ ^{150}Sm МЕТОДОМ НИЗЬКОФОНОВОЇ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРІЇ

Д. В. Касперович¹, П. Беллі^{2,3}, Р. Бернабей^{2,3}, Р. С. Бойко^{1,4}, Ф. А. Даневич^{1,2}, А. Ді Марко^{2,3}, А. Інчікітті^{5,6}, Ф. Каппелла^{5,6}, В. Караччіоло⁷, В. В. Кобичев¹, М. Лаубенштейн⁷, С. Нісі⁷, Д. В. Пода⁸, О. Г. Поліщук^{1,5}, В. І. Третяк^{1,7}, Р. Черуллі^{2,3}, Ф. Шимкович⁹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² НІЯФ, відділення у Римі «Тор Вергата», Рим, Італія

³ Римський університет «Тор Вергата», Рим, Італія

⁴ Національний університет біоресурсів і природокористування України, Київ, Україна

⁵ НІЯФ, відділення у Римі, Рим, Італія

⁶ Римський університет «Ла Сапієнца», Рим, Італія

⁷ Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія

⁸ Центр ядерної фізики та матеріалознавства, Орсе, Франція

⁹ Університет Коменського, Братислава, Словаччина

Завершено експеримент з дослідження подвійного бета-розпаду ядра ^{150}Nd на перший збуджений 0^+ рівень дочірнього ядра ^{150}Sm . Вимірювання проводилися у підземній лабораторії Гран-Сассо (Італія) за допомогою системи із чотирьох низькофонових напівпровідникових германієвих детекторів (об'ємом $\sim 225 \text{ см}^3$ кожен) та зразка оксиду неодиму масою 2,381 кг. Зразок використовувався в експерименті [1], після чого пройшов кілька стадій хімічного очищення методом рідинно-рідинної екстракції для зменшення забруднення радіонуклідами, які можуть бути джерелом фону. Вимірювання проводилися із записом часу, енергії подій, а також номерів детектора, в якому виникає сигнал, що дає змогу досліджувати також часові збіги подій у різних детекторах.

У доповіді представлені попередні результати обробки повного набору експериментальних даних вимірюваних за 51237 год. Зі спектрів одиночних подій та спектрів збігів було визначено активність домішок у зразку, зокрема виявлено ^{40}K (питома активність у зразку $3,1 \pm 0,6 \text{ мБк/кг}$), ^{138}La ($0,087 \pm 0,007 \text{ мБк/кг}$), ^{176}Lu ($0,26 \pm 0,02 \text{ мБк/кг}$), ^{226}Ra ($0,12 \pm 0,07 \text{ мБк/кг}$) та ^{228}Th ($0,29 \pm 0,06 \text{ мБк/кг}$); проводиться перевірка даних на предмет можливої присутності інших радіоактивних елементів (дочірніх ^{235}U та ^{238}U , радіонуклідів ^{60}Co , $^{108\text{m}}\text{Ag}$, ^{137}Cs , довгоживучих радіонуклідів Європію $^{150,152,154}\text{Eu}$, ^{207}Bi , ^{133}Ba , а також радіонуклідів космогенного походження).

Пошук подвійного бета-розпаду ядра ^{150}Nd на 0^+ 740,5-кеВ рівень ^{150}Sm здійснювався шляхом реєстрації γ -квантів з енергіями 334,0 та 406,5 кеВ, що випромінюються у каскаді при переході дочірнього ядра з першого 0^+ збудженого стану з енергією 740,5 кеВ в основний стан. Піки, що відповідають цим γ -квантам, виявлено у спектрах як одиночних подій, так і збігів. Отримані попередні значення періоду напіврозпаду узгоджуються між собою та із результатами попередніх експериментів [1 - 3], що дає змогу стверджувати про спостереження шуканого ефекту. Але інтенсивність γ -піка 334,0 кеВ суттєво перевищує кількість подій у піку 406,5 кеВ, що гіпотетично може бути вказівкою на спостереження розпаду на 2^+ 334,0-кеВ рівень ^{150}Sm . Для перевірки цієї гіпотези проводяться теоретичні розрахунки ймовірності подвійного бета-розпаду ^{150}Nd на збуджені рівні дочірнього ядра. Разом з тим, надлишок подій у піку 334,0 кеВ може бути пояснений також розпадами ^{150}Eu у зразку. З метою оцінки систематичної невизначеності площі піку 334,0 кеВ, спричиненої радіоактивністю ^{150}Eu , проводяться мас-спектрометричні вимірювання концентрації Європію у зразку оксиду неодиму та аналіз можливих каналів утворення цього радіонукліда у зразку.

1. A.S. Varabash et al. Investigation of $\beta\beta$ decay in ^{150}Nd and ^{148}Nd to the excited states of daughter nuclei. Phys. Rev. C 79 (2009) 045501.
2. M.F. Kidd et al. Two-neutrino double- β decay of ^{150}Nd to excited final states in ^{150}Sm . Phys. Rev. C 90 (2015) 055501.
3. R. Arnold et al. Measurement of double beta decay of ^{150}Nd to the 0_1^+ excited state of ^{150}Sm in NEMO-3. arXiv:2203.03356v1 [nucl-ex].

НИЗЬКОФОНОВИЙ ЕКСПЕРИМЕНТ З ПОШУКУ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ ЯДРА ^{106}Cd ІЗ ВИКОРИСТАННЯМ СЦИНТИЛЯТОРА $^{106}\text{CdWO}_4$

**В. Р. Клавдієнко¹, П. Беллі^{2,3}, Р. Бернабей^{2,3}, Ф. А. Даневич¹, А. Інчікітті^{4,5},
Ф. Каппелла⁴, В. Караччіоло⁶, Д. В. Касперович¹, В. В. Кобичев¹,
А. Леончіні⁵, В. Мерло^{2,3}, О. Г. Поліщук¹, В. І. Третяк¹, Р. Черулі^{2,3}**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі «Тор Вергата», Рим, Італія

³ Римський університет «Тор Вергата», Рим, Італія

⁴ Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі «Ла Сапієнца», Рим, Італія

⁵ Римський університет «Ла Сапієнца», Рим, Італія

⁶ Національна лабораторія Гран Сассо, Ассерджі, Італія

Подвійний бета-розпад (2β) є найрідкіснішим ядерним процесом, дозволеним у рамках Стандартної моделі елементарних частинок (СМ). Двонейтринна мода 2β -розпаду з вильотом електронів спостережена у 11-ти ядрах з періодами напіврозпаду 10^{18} - 10^{24} років [1]. Подвійні бета-плюс процеси, такі як електронне поглинання з випромінюванням позитрона ($\epsilon\beta^+$) та подвійний позитронний розпад ($2\beta^+$), усе ще не спостережені і є лише вказівки на подвійне електронне поглинання (2ϵ) у ядрах ^{78}Kr , ^{124}Xe і ^{130}Ba [2].

Для пошуку процесів 2ϵ -, $\epsilon\beta^+$ - та $2\beta^+$ -розпадів ядра ^{106}Cd був розроблений сцинтиляційний кристал вольфрамату кадмію масою 215?4 г із кадмію, збагаченого ізотопом ^{106}Cd до 66 % ($^{106}\text{CdWO}_4$ [3]). Детектор $^{106}\text{CdWO}_4$ оточений двома сцинтиляційними детекторами з кристалами CdWO_4 , що дає змогу реєструвати γ -кванти, які випромінюються у розпаді ядра ^{106}Cd у збігах (антизбігах). Детектор розміщено в установці DAMA-R&D у підземній лабораторії Гран Сассо (Італія) [4 - 6]. Даний експеримент був неодноразово модернізований, що дало змогу зменшити фон майже у три рази в області енергій, де очікуються сигнали від більшості каналів подвійного бета-розпаду ^{106}Cd , покращити енергетичну роздільну здатність усіх трьох детекторів приблизно у два рази. Після 466 діб набору даних було встановлено ряд нових обмежень на період напіврозпаду ядра ^{106}Cd по різних каналах розпаду на рівні 10^{20} - 10^{21} років. Остання модернізація установки у лютому 2022 р. дала змогу знизити нестабільність роботи детекторів, а також встановити систему калібрування за допомогою γ -джерел, що надзвичайно важливо для довготривалого експерименту. Було досліджено радіоактивну забрудненість елементів детекторної установки та встановлено нові обмеження на періоди напіврозпаду ядра ^{106}Cd відносно рідних мод і каналів 2β -розпаду. Набір та аналіз даних триває.

1. A.S. Varabash. Universe 6 (2020) 159.
2. K. Blaum et al. Rev. Mod. Phys. 92 (2020) 045007.
3. P. Belli et al. Nucl. Instr. Meth. A 615 (2010) 301.
4. P. Belli et al. Phys. Rev. C 85 (2012) 044610.
5. P. Belli et al. Phys. Rev. C 93 (2016) 045502.
6. P. Belli et al. Universe 6 (2020) 182.

ПОШУК ПРИРОДНОГО СІБОРГІЮ У ВОЛЬФРАМІ ЗА ДОПОМОГОЮ КРИСТАЛІВ ВОЛЬФРАМАТУ ^{116}Cd

**В. В. Кобичев¹, П. Беллі^{2,3}, Р. Бернабей^{2,3}, Ф. А. Даневич^{1,2}, А. Інчікитті^{4,5}, Ф. Каппелла^{4,5},
В. Караччіоло⁶, Д. В. Касперович¹, М. Лаубенштейн⁶, Д. В. Пода⁷, О. Г. Поліщук^{1,4}, Н. В. Сокур¹,
В. І. Третяк^{1,6}, Р. Черулі^{2,3}**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² НІЯФ, відділення у Римі «Тор Вергата», Рим, Італія

³ Римський університет «Тор Вергата», Рим, Італія

⁴ НІЯФ, відділення у Римі, Рим, Італія

⁵ Римський університет «Ла Сапієнца», Рим, Італія

⁶ Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія

⁷ Центр ядерної фізики та матеріалознавства, Орсе, Франція

Існують теоретичні передбачення, що найбільш стабільні нукліди трансактиноїдів можуть мати $Z = 106 \dots 108$ і період напіврозпаду деяких з них може бути достатньо великим, щоб ці ядра збереглися від моменту досонячного нуклеосинтезу до наших часів.

У рамках експерименту Auger, основною метою якого було дослідження подвійного бета-розпаду ^{116}Cd , у підземній лабораторії Гран-Сассо (INFN, Італія) протягом 35 324 год працював наднизькофоновий сцинтиляційний детектор, що містить два радіаційно чистих кристалічних сцинтилятори $^{116}\text{CdWO}_4$ загальною масою 1162 г. У даних, накопичених у цьому експерименті, було виконано пошук розпадів ядер гіпотетичного природного довгоживучого надважкого елемента сиборгію (екавольфрам, $Z = 106$), для якого вольфрам, що має близькі хімічні та кристалографічні властивості, може бути носієм.

Шляхом аналізу подій альфа-розпадів у сцинтиляторах було встановлене нове, найбільш жорстке верхнє обмеження на атомну розповсюдженість сиборгію у вольфрамі, що становить $5,1 \cdot 10^{-15}$ атомів (Sg)/атом (W) з 90 % довірчою ймовірністю (за стандартним припущенням, що період напіврозпаду природного нукліда надважкого елемента становить 10^9 років). Це обмеження є кращим за раніше отримані за допомогою сцинтилятора ZnWO_4 та в інших типах експериментів, які використовували прискорювальну мас-спектрометрію або шукали спонтанний поділ природних надважких елементів.

МНОЖИННІСТЬ ПРИ УТВОРЕННІ Λ^0 -ГІПЕРОНІВ У ПРОТОН-СВИНЦЕВИХ ЗІТКНЕННЯХ ПРИ ЕНЕРГІЇ 8,16 TeV В ЕКСПЕРИМЕНТІ LHCb

С. М. Колієв, О. А. Кот, О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Пошук кварк-глюонної плазми був та залишається однією з найважливіших задач фізики високих енергій. Складність експериментального підтвердження отримання кварк-глюонної плазми полягає у тому, що немає однозначних критеріїв, які б свідчили про її утворення. В умовах відсутності розуміння механізмів та чітких критеріїв ідентифікації кварк-глюонної плазми важливо докладно вивчити прояви та зрозуміти механізми процесів, що відбуваються у зіткненнях, в яких утворення кварк-глюонна плазми вважається малоймовірним. Детальне розуміння таких процесів дасть можливість напрацювати критерії відбору подій із утворенням кварк-глюонної плазми [1 - 5].

У даній роботі представлено вимірювання поперечного перерізу утворення Λ^0 -гіперонів (Λ^0 та $\bar{\Lambda}^0$) у зіткненнях протон-свинець від множинності та поперечного імпульсу при енергії у с.ц.м. 8,16 TeV в експерименті LHCb. Детектор LHCb має кутовий аксептанс $2 < \eta < 5$. Ефективність реконструкції треків понад 95 %, роздільна здатність вимірювання імпульсу заряджених частинок становить від 0,5 % для частинок з малим імпульсом до 1 % для імпульсу 200 GeV/c. Просторова роздільна здатність реконструкції первинної вершини становить до 35 мкм [6 - 7].

Вимірювання перерізів утворення Λ^0 -гіперонів здійснені у кінематичному діапазоні за поперечним імпульсом $150 \text{ MeV}/c < p_T < 7 \text{ GeV}/c$ та рапідіті $2 < y < 4,5$. Оскільки детектор LHCb є форвардним спектрометром, а протон-ядерні зіткнення є асиметричними, зіткнення у двох конфігураціях – коли протонний пучок рухається у бік детектора LHCb (конфігурація pPb), і навпаки – пучок йонів рухається у напрямку детектора (конфігурація PbP) відповідають різним кутам у с.ц.м. Таким чином діапазон за рапідіті у с.ц.м. (y^*) для конфігурації PbP становить $-5,0 < y^* < -2,5$ та для конфігурації pPb $1,5 < y^* < 4,0$. Інтегральна світимість даних 15 nb^{-1} . Λ^0 -гіперони реконструюються за найбільш ймовірним каналом розпаду (63,9 %) $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ [8].

Уперше представлено диференційні поперечні перерізи утворення Λ^0 -гіперонів як функції поперечного імпульсу та множинності події при енергії 8,16 TeV: рис. 1 – конфігурація PbP, рис. 2 – конфігурація pPb. З рис. 1 та 2 видно, що події з більшою множинністю мають жорсткіший спектр. Також виміряно відношення перерізів утворення нейтральних дивних баріонів Λ^0 до мезонів K_S^0 від поперечного імпульсу та множинності.

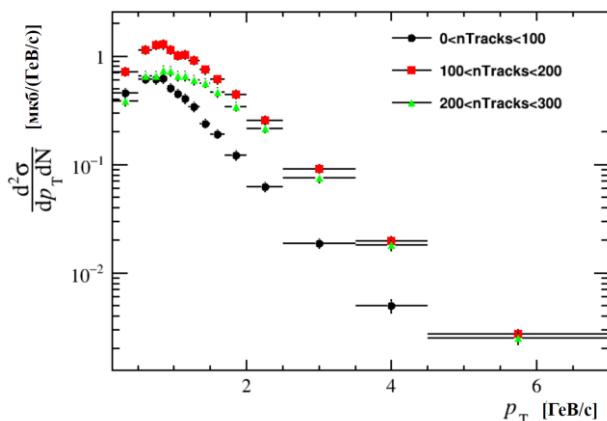


Рис. 1. Диференційний поперечний переріз утворення Λ^0 -гіперонів від поперечного імпульсу та множинності для конфігурації PbP.

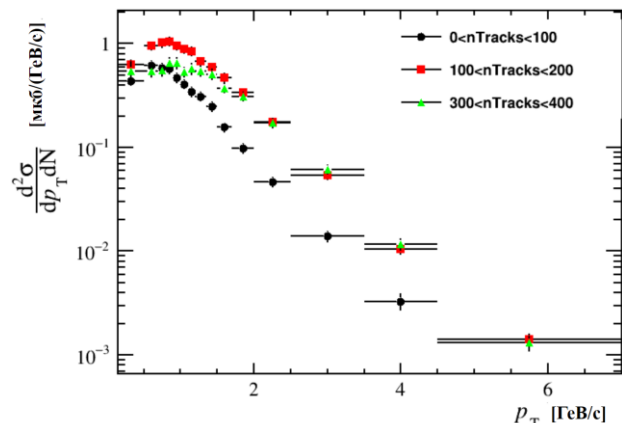


Рис. 2. Диференційний поперечний переріз утворення Λ^0 -гіперонів від поперечного імпульсу та множинності для конфігурації pPb.

1. V. Abelev et al. Multiplicity dependence of pion, kaon, proton and lambda production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$. Physics Letters B 728 (2014) 25.
2. J.L. Albacete et al. Predictions for cold nuclear matter effects in p+ Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 8.16 \text{ TeV}$. Nucl. Phys. A 972 (2018) 18.

3. S. Acharya et al. Observation of a multiplicity dependence in the p_T -differential charm baryon-to-meson ratios in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Physics Letters B* 829 (2022) 137065.
4. S. Acharya et al. Charged-particle multiplicity distributions over a wide pseudorapidity range in proton-proton collisions $\sqrt{s_{NN}} = 0.9, 7,$ and 8 TeV. *The European Physical Journal C* 77 (2017) 852.
5. M.S. Abdallah et al. Measurement of cold nuclear matter effects for inclusive J/ψ in $p + Au$ collisions at $s_{NN} = 200$ GeV. *Physics Letters B* 825 (2022) 136865.
6. A.A. Alves Jr et al. (The LHCb Collaboration). The LHCb detector at the LHC. *Journal of Instrumentation* 3 (2008) S08005.
7. R. Aaij et al. (The LHCb Collaboration). LHCb detector performance. *International Journal of Modern Physics A* 30 (2015) 1530022.
8. P.A. Zyla et al. (Particle Data Group). *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2020 (2020) 083C01).

ВИМІРЮВАННЯ ПОПЕРЕЧНОГО ПЕРЕРІЗУ НАРОДЖЕННЯ K_s -МЕЗОНІВ У p-Pb- ТА Pb-p-ЗІТКНЕННЯХ ЕКСПЕРИМЕНТУ LHCb

С. М. Колієв, О. А. Кот, О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

LHCb детектор є вперед направленим спектрометром, що охоплює псевдошвидкість у діапазоні $2 < \eta < 5$. Детектор містить високоточну систему відстеження треків, що складається з кремнієвого мікросмужкового вершинного детектора (VELO), розташованого навколо області взаємодії (IP-8), кремнієвих мікростріпових детекторів великої площі, розташованих перед дипольним магнітом, а також три станції кремнієвих мікростріпових детекторів після магніту. Ефективність реконструкції треку більше 96 %, роздільна здатність по імпульсу $\sim 0,5$ %, а по інваріантній масі $\sim (10 - 20) \text{ MeV}/c^2$. Заряджені адрони ідентифікуються за допомогою двох черенковських детекторів із кільцевими локусами подій для певного типу частинок. Фотони, електрони та адрони-кандидати ідентифікуються за допомогою калориметричної системи, що складається з детекторів із сцинтиляційною підкладкою та передзливових детекторів, електромагнітного калориметра та адронного калориметра. Мюони ідентифікуються системою, що складається з чергування шарів заліза та багатодротяних пропорційних камер. Тригер складається з апаратної стадії (L0), заснованої на інформації з калориметра та мюонних систем, за якою слідує програмна стадія (High Level Trigger, HLT), що забезпечує повну реконструкцію події.

У рамках діяльності робочої групи Ion Fixed Target (IFT) колаборації LHCb було виміряно диференційні поперечні перерізи генерації K_s -мезонів у p-Pb- та Pb-p-зіткненнях. Ці вимірювання важливі для оцінки ефектів холодної ядерної матерії й відіграють важливу роль у ідентифікації та дослідженні сигналів від кварк-глюонної плазми. Дані, що аналізувалися в роботі, було набрано в 2016 р. при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 8,16 \text{ TeV}$ для p-Pb- та Pb-p-зіткнень. Значення диференційних поперечних перерізів отримано як функції рапідиті, у та поперечного імпульсу p_T для K_s^0 в діапазоні рапідиті: $1,5 < y < 4$ для p-Pb-зіткнень та $-5 < y < -2,5$ для Pb-p і поперечного імпульсу $0,15 \text{ GeV}/c < p_T < 10 \text{ GeV}/c$.

МОДИФІКАЦІЯ ВИМІРЮВАЛЬНОЇ СИСТЕМИ ДОСЛІДЖЕННЯ ЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ

І. О. Мазний¹, Н. М. Гольфамід², А. П. Войтер¹, М. І. Доронін¹, О. М. Ковальов¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² ТОВ «Самсунг РнД Інститут Україна», Київ, Україна

Для більш ефективного використання ресурсів, раніше розробленої вимірювальної системи [1], було доопрацьовано блок набору одно- та двовимірних гістограм, а також модифіковано програмне забезпечення. Ці зміни надають експериментаторам додаткові інформаційні можливості підготовки до вимірювань, а також покращує наочність та інформативність процесу накопичення даних. У базовому варіанті передбачено набір двох двовимірних спектрів розмірності $128 \times 128 \times 16$. Застосовуваний при розробці системи [1] принцип універсальності та гнучкості дав змогу, не змінюючи розміру фізичної пам'яті і не вносячи змін у розведення друкованих плат приладу, переконфігурувати систему на набір 8 спектрів розмірності $64 \times 64 \times 16$. Це досягнуто перепрограмуванням ПЛІС блока АЦП та внесення змін до програмного забезпечення.

Спочатку накопичення проводиться без обмежень у штатному режимі. За вхідними даними формуються одновимірні, двовимірні гістограми та вектори подій із супутньою інформацією для подальшої обробки на віддалених обчислювальних ресурсах. На отриманих двовимірних гістограмах задають «області інтересу розміром 64×64 точки (рис. 1, на одному спектрі можна позначити 2 зони).

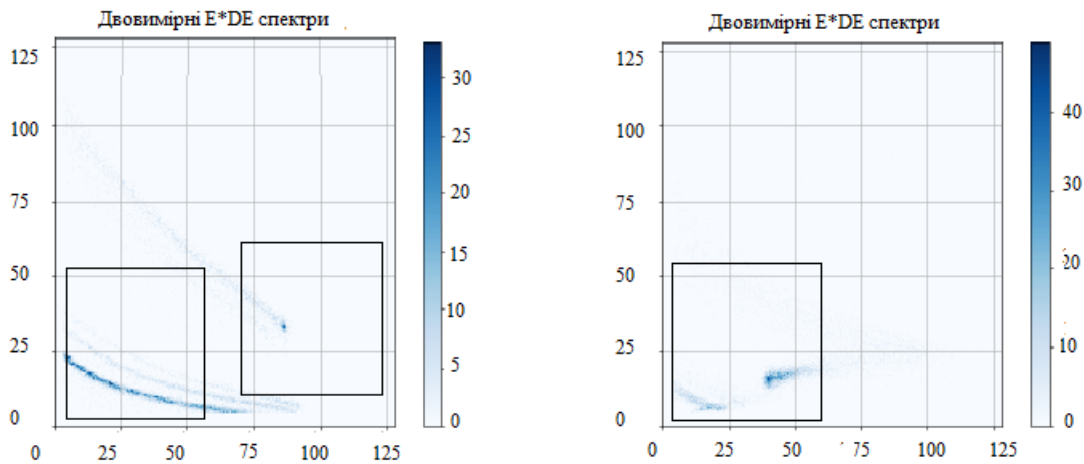


Рис. 1. Зазначення зон накопичення та відображення.

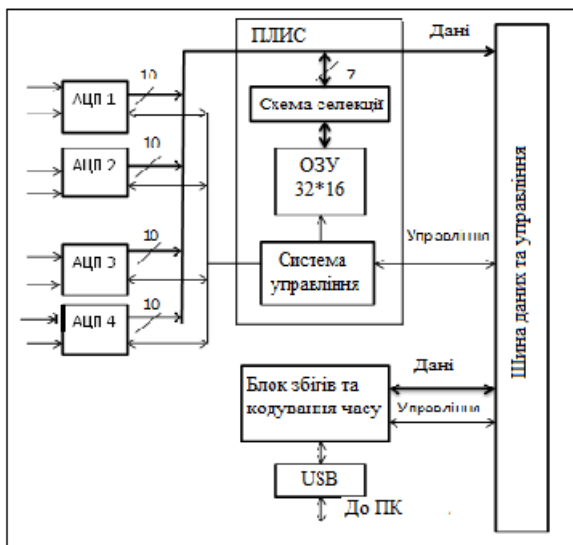


Рис. 2. Блок АЦП.

Виділені області визначають маски «відсіву» вхідних даних для подальших запусків накопичення. Кожна маска характеризується відносними координатами квадратів і значенням кодувальника (номери тракту вимірювань), для яких слід проводити «відсів». Ці дані упаковуються у внутрішній формат системи і передаються по USB інтерфейсу до схеми селекції блока АЦП (рис. 2).

Порівняно з базовою прошивкою ПЛІС, було додано схему селекції кодів, що надходять від мікросхем АЦП. До її складу входять регістри, які зберігають коди меж «області інтересу», цифрові компаратори, схеми форматування даних для подальшого запису в ОЗУ ПЛІС.

У процесі накопичення імпульси надходять на вісім входів блока АЦП і перетворюються на 10-розрядні коди. Ці коди, через буферні схеми ПЛІС, подаються на шину даних та управління, а

потім у блок збігів системи. У ПЛІС цього блока, за одним із вибраних алгоритмів накопичення даних, формуються вектори подій щодо кожного входу системи. Ці вектори включають часову мітку події (45 розрядів), код АЦП (10 - 12 розрядів), номер каналу (3 розряди), службові розряди (4 розря-

ди). Масив даних формується у FIFO ПЛІС блока збігів і кодування часу для подальшої передачі USB інтерфейсу до системного комп'ютера.

Паралельно для кожної події коди АЦП перевіряються у схемі селекцій на приналежність до області маскування. За подіями, що пройшли перевірку, формуються двовимірні гістограми для подальшої візуалізації (рис. 3) та передобробки. Програмні засоби, відображення, виділення зон, формування масиву масок для блока АЦП реалізовані засобами мови програмування Python. Як середовище розробки використовувався Jupyter Notebook.

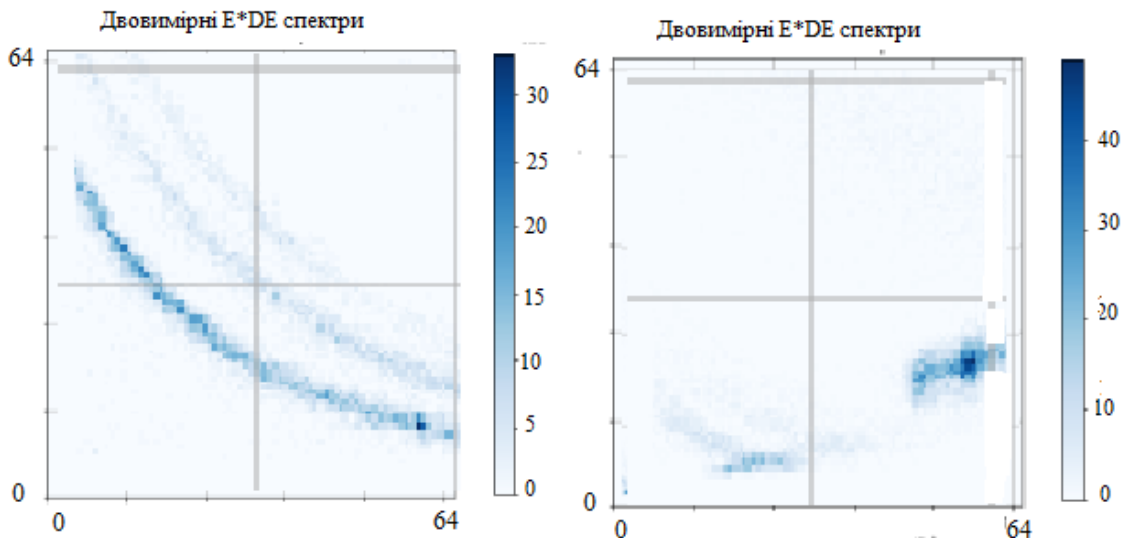


Рис. 3. Приклад зображення виділених зон.

Для візуалізації даних у високо-якісній двовимірній графіці було використано бібліотеку Plotly. Ця бібліотека надає різноманітні типи відображень даних : scatter plot, heatmap plot, surface plot. Крім цього Plotly містить інструменти роботи з графіками, такими як переміщення (move / pan), збільшення (zoom) та лассо (lasso), що дозволяє виділяти та обробляти довільні області на графіках..

Розроблений програмний код мовою програмування Python можна запускати на будь-якій ОС (Windows, Linux, MacOS), для якої доступне відповідне середовище Jupyter Notebook.

1. А.П. Войтер, М. І. Доронін, О.М. Ковальов, І.О. Мазний. Ядерна фізика та енергетика.6(20) (2019) 187.

**РЕАКЦІЯ $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ ПРИ ЕНЕРГІЇ $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$,
ПОРІВНЯННЯ ПОТЕНЦІАЛІВ ВЗАЄМОДІЇ ЯДРА ^{10}B З ІЗОТОПАМИ $^{12,13,14,15}\text{C}$**

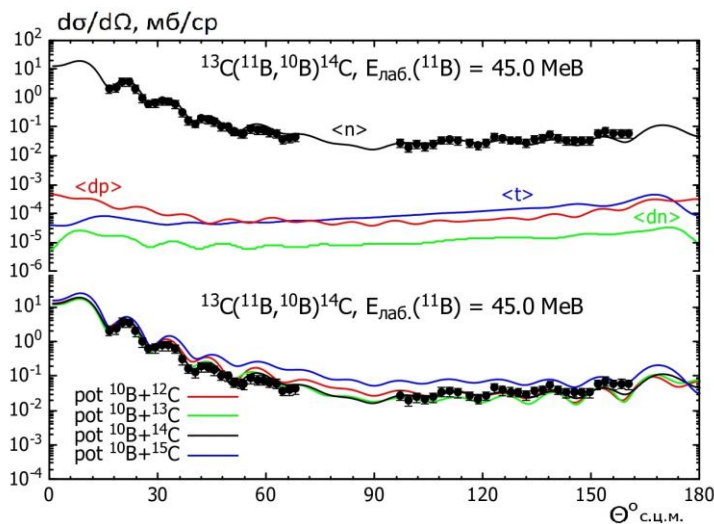
С. Ю. Межевич¹, А. Т. Рудчик¹, О. А. Понкратенко¹, К. Русек², К. В. Кемпер³, А. А. Рудчик¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

³ Відділ фізики Флоридського державного університету, Таллахассі, США

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$ для основних станів ядер ^{10}B та ^{14}C , а також збуджених станів $0,72 \text{ MeV}$ (1^+), $1,74 \text{ MeV}$ (0^+), $2,154 \text{ MeV}$ (1^+) та $3,587 \text{ MeV}$ (2^+) ядра ^{10}B . Кутіві розподіли продуктів реакцій $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, X)$ вимірювалися на Варшавському циклотроні U-200P з використанням ΔE - E -методики [1]. Експериментальні дані проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР). Для вхідного каналу реакції використовувався потенціал Вудса - Саксона (WS), параметри якого було отримано раніше з аналізу експериментальних даних пружного й непружного розсіяння ядер $^{11}\text{B} + ^{13}\text{C}$ [1]. Необхідні для МЗКР-розрахунків спектроскопічні амплітуди (фактори) для переданих у реакції нуклонів і кластерів було обчислено за трансляційно-інваріантною моделлю оболонки. Параметри потенціалу WS для вихідного каналу $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ було отримано з найкращої підгонки МЗКР-перерізів до експериментальних даних реакції. Встановлено, що у даній реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ домінуючим процесом є передача нейтрона (крива $\langle n \rangle$ на верхній панелі рисунок), а вклади від передачі тритона (крива $\langle t \rangle$) та двоступінчастих передач дейтрона + протона та дейтрона + нейтрона (когерентні суми – криві $\langle dn \rangle$ та $\langle dp \rangle$ відповідно) у диференціальні перерізи цієї реакції є мізерними.



Диференціальні перерізи реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$ для основних станів ядер ^{10}B та ^{14}C . Криві на верхній панелі – МЗКР-перерізи для передачі нейтрона ($\langle n \rangle$), тритона ($\langle t \rangle$), а також двоступінчастих передач дейтрона та протона ($\langle dp \rangle$), дейтрона та нейтрона ($\langle dn \rangle$). Криві на нижній панелі – МЗКР-перерізи для передачі нейтрона, розраховані з різними потенціалами для взаємодії ядер $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ вихідного каналу (див. написи на рисунку та текст).

Порівняння МЗКР-перерізів для прямої передачі нейтрона, як основного процесу, розрахованих при використанні потенціалів WS взаємодії ядер $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$ [2], $^{10}\text{B} + ^{13}\text{C}$ [3], $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ (ця робота) та $^{10}\text{B} + ^{15}\text{C}$ [4] у вихідному каналі реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$, показано на нижній панелі рисунка. Видно, що криві, розраховані при використанні потенціалів WS для взаємодії ядер $^{10}\text{B} + ^{13,14}\text{C}$, майже ідентичні. МЗКР-перерізи, розраховані з потенціалом для системи ядер $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$, теж добре узгоджуються з експериментальними даними. Найбільша різниця між МЗКР-перерізами та експериментальними даними, розрахованими для даної реакції при використанні потенціалу взаємодії $^{10}\text{B} + ^{15}\text{C}$ у вихідному каналі, може бути пов'язана як з особливістю внутрішньої структури ядра ^{15}C , яке відноситься до ядер типу «галло» [5], так і більшим значенням Q-реакції $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{15}\text{C}$, з аналізу якої було визначено параметри потенціалу WS взаємодії ядер $^{10}\text{B} + ^{15}\text{C}$.

1. S.Yu. Mezhevych et al. Nucl. Phys. A 724 (2003) 29.
2. N. Burtbayev et al. Int. J. Mod. Phys. E 28 (2019) 1950028.
3. J.F. Mateja et al. Phys. Rev. C 25 (1982) 2963.
4. S.Yu. Mezhevych et al. Acta Phys. Pol. B 52 (2021) 109.
5. A.N. Abdullah. Int. J. Mod. Phys. E 29 (2020) 2050015.

МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛЮВАННЯ ГЕТЕРОГЕННОЇ СТРУКТУРИ ДЛЯ ФОРМУВАННЯ НАДТЕПЛОВОГО СПЕКТРА НЕЙТРОНІВ У ХВИЛЬОВОМУ ЯДЕРНОМУ РЕАКТОРІ

Ф. Д. Мусонов, В. П. Смоляр

*Кафедра теоретичної та експериментальної ядерної фізики,
Національний університет «Одеська політехніка», Одеса, Україна*

На сьогоднішній час досить цікавим і перспективним напрямком розвитку ядерної енергетики є побудова ядерного реактора нового типу, наприклад, саморегульованого швидкого уран-плутонієвого реактора типу Феоктистова [1]. Хоч така ідея доволі стара, але і тут присутня проблема руйнування оболонки високоенергетичними нейтронами. У роботах [2 - 3] є її теоретичний розв'язок завдяки переходу спектра нейтронів у надтеплову область і можливість утворення необхідної нам хвилі саме в цій області.

Робота присвячена дослідженню спектрів нейтронів у різних конфігураціях гетерогенної структури у хвильовому ядерному реакторі за допомогою написаної програми на основі бібліотек Geant4, швидкому огляду сучасних проблем створення такого типу реакторів та питанню формування надтеплого спектра нейтронів за допомогою методів Монте-Карло. У роботі представлено структуру, будову, приклади розрахунків для двох типів структури (рис. 1 і 2).

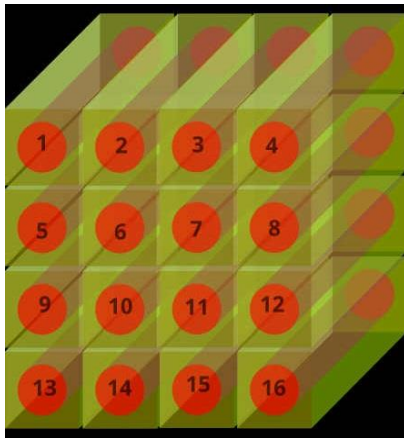


Рис. 1. Структура, схожа на конфігурацію реактора типу РБМК-1000.

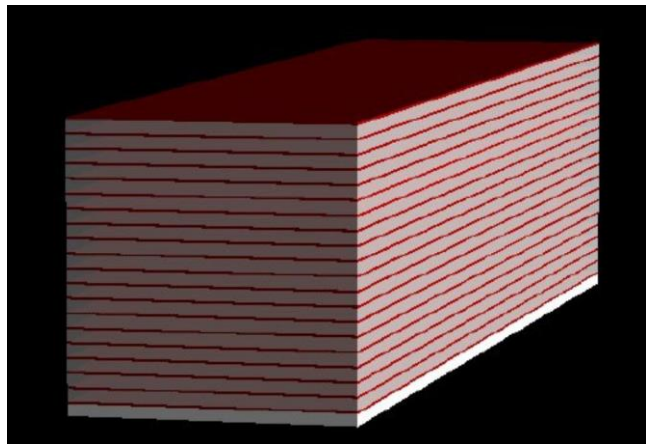


Рис. 2. Шарувата структура активної зони.

Написано програму, і перевірено ефективність розрахунків, було отримано цікаві результати щодо ефективних конфігурацій таких типів структур (рис. 3 і 4).

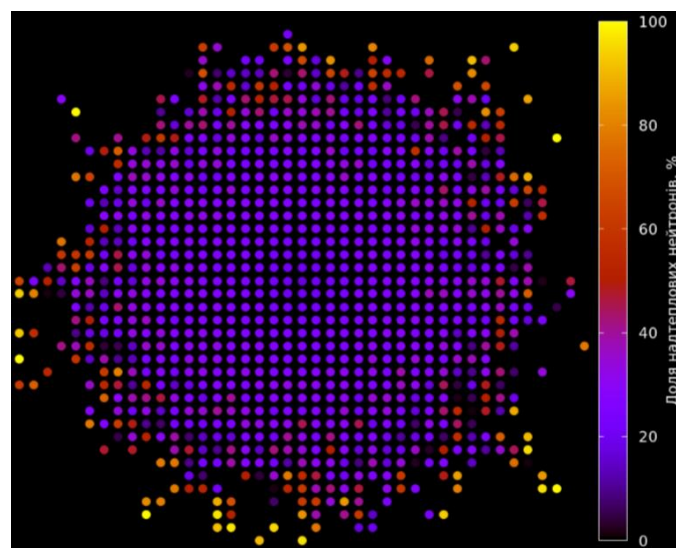


Рис. 3. Ілюстративне відсоткове співвідношення у конфігурації РБМК з діаметром стрижня 40 мм і шириною вповільнювача 60 мм.

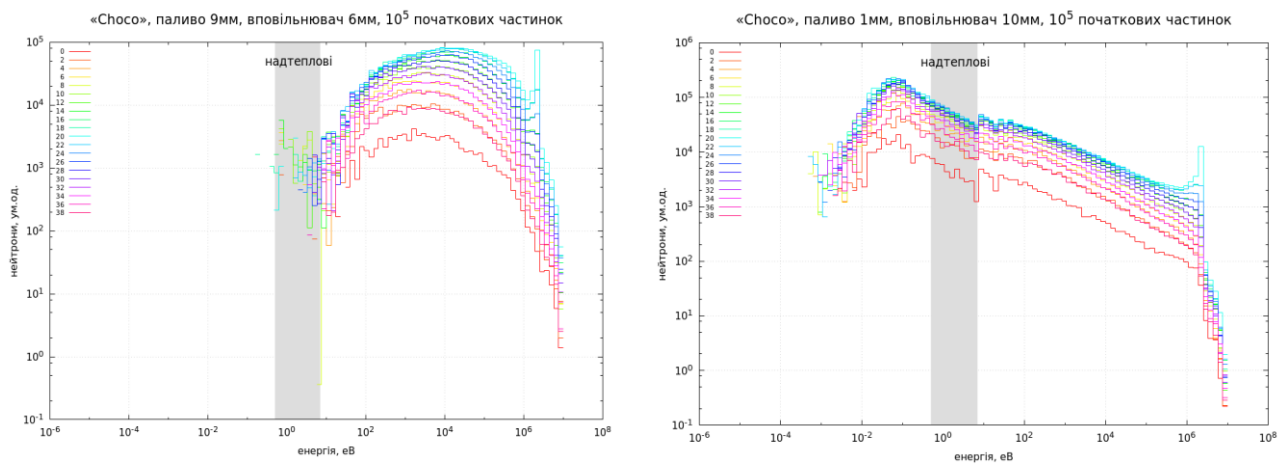


Рис. 4. Приклад різних спектрів нейтронів у прошарках шаруватої структури реактора з виділеною надтепловою зоною.

1. Л.П. Феоктистов. Нейтронно-делительная волна. Докл. АН СССР 309(4) (1989) 864.
2. V.D. Rusov et al. Ultraslow wave nuclear burning of uranium–plutonium fissile medium on epithermal neutrons. Progress in Nuclear Energy 83 (2015) 105.
3. D. Ray et al. Build Up and Characterization of Ultraslow Nuclear Burn-Up Wave in Epithermal Neutron Multiplying Medium. Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science 8(2) (2022) 021501.

СПЕКТРОСКОПІЯ НАЙЛЕГШИХ ЯДЕР ТА PARTICLE-DECAY МЕТОД ЧАСТИНА II

О. М. Поворозник, О. К. Горпинич

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Переважає більшість збуджених рівнів найлегших ядер і основних станів цих ядер нестабільні і розпадаються випромінюванням кластерів та нуклонів. Точне визначення енергії збудження, часу життя та способу розпаду цих незв'язаних рівнів є дуже важливим для вивчення природи ядерних сил. Найбільш поширеними способами вивчення цього феномену є вимірювання та аналіз інклюзивних спектрів квазидвочастинкових ядерних реакцій та R-матричний аналіз пружного розсіяння розпадних компонентів, яким властиві певні недоліки і обмеження до практичного використання.

Дану оглядову доповідь присвячено особливостям альтернативного методу «particle-decay» спектроскопії, що ґрунтується на кореляційному вивченні ядерних реакцій з виходом трьох та чотирьох тіл і дає змогу одночасно не тільки визначати енергії збудження, часи життя, способи розпаду незв'язаних рівнів у широкому енергетичному діапазоні спектрів збудження найлегших ядер, але і встановити співвідношення різних мод розпаду цих рівнів.

Для виконання цієї мети необхідно було вирішити такі взаємопов'язані задачі.

Вибрати типи ядерних перетворень та прорахувати для вибраних ядерних реакцій оптимальні експериментальні умови для заселення та спостереження незв'язаних рівнів найлегших ядер. Три- та чотиричастинкові вихідні канали ядерних реакцій, спричинені взаємодією пучків α -частинок з ядрами дейтерію, тритію, τ -частинок та ^{12}C , були відібрані для вивчення кінематичноповних та неповних експериментів. Проблема визначення оптимальних умов проведення експериментів визначалась як за допомогою розрахунків кінематичних змінних вихідних продуктів вибраних ядерних реакцій, так і моделюванням експериментальних умов з використанням методу Монте-Карло.

Розроблені методики дали можливість якомога точніше виміряти двовимірні спектри збігів, які є носієм експериментальної інформації про структуру, енергію збудження та енергетичні ширини збуджених незв'язаних станів найлегших ядер та оцінити точність проведених вимірювань. Вибір типу ядерних реакцій та визначені оптимальні умови проведення експериментів (енергії взаємодії та геометрія експерименту) накладають певні вимоги до експериментальних методів. Враховуючи це, було вибрано і виготовлено детекторні системи, розроблено нові способи калібрування цих детекторних систем та напрацьовано також новий підхід до оцінки точності отриманих двовимірних спектрів збігів, суть якого в побудові для кожного окремого збігового спектра відповідного спектра енергетичного балансу.

Було розроблено методи аналізу двовимірних спектрів збігів, що дало змогу визначити енергію збудження та енергетичні ширини збуджених незв'язаних станів найлегших ядер з урахуванням експериментальних умов. З цією метою розробили метод розрахунку кінематичних співвідношень для тричастинкових реакцій та процедуру обробки двовимірних спектрів збігів, отриманих з кінематичноповного дослідження тричастинкових реакцій, що ґрунтуються на основі використання методу Монте-Карло [1 - 4]

Перелічені удосконалення надали можливість провести експериментальні дослідження три- та чотиричастинкових вихідних каналів ядерних реакцій, спричинені взаємодією пучків α -частинок з ядрами дейтерію, тритію, τ -частинок та ^{12}C , проаналізувати численні двовимірні спектри збігів, виміряні в результаті експериментів та отримати експериментальні дані про спектри збудження найлегших ядер.

Так експериментальні дослідження тричастинкових $^2\text{H}(\alpha, \rho\alpha)n$, $^3\text{He}(\alpha, \rho\alpha)d$ та чотиричастинкової $^3\text{H}(\alpha, \rho\alpha)nn$ та $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha\alpha)\alpha\alpha$ реакцій, виконані при енергії пучка α -частинок 27,2 MeV, а також численних тричастинкових каналів ядерних реакцій ($^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$, $^3\text{H}(\alpha, tt)$, $^3\text{H}(\alpha, \tau\tau)n$, $^3\text{H}(\alpha, dd)t$, $^3\text{H}(\alpha, td)d$ та $^3\text{He}(\alpha, td)pp$), спричинених взаємодією пучка α -частинок з енергією 67,2 MeV дали змогу уточнити енергетичні характеристики схем збудження найлегших атомних ядер ^4H , ^4He , ^5He , ^5Li , ^6He , ^6Li та ^8Be , встановити моди їхнього розпаду, а також визначити співвідношення цих мод, наприклад, для 7 збуджених станів ядра ^4He [5 - 23].

Слід зауважити, що метод «particle-decay» спектроскопії є потужним інструментом для вивчення численних «білих плям», що наявні в спектрах збудження найлегших ядер і дасть змогу уточнити їхню будову.

1. О.М. Поворозник. Ядерна фізика та енергетика 8(2) (2007) 131.
2. О.К. Горпинич, О.М. Поворозник, О.О. Ячменьов. Ядерна фізика та енергетика 3(1) (2002) 163.
3. О.К. Горпинич та ін. УФЖ 47(12) (2002) 1180.
4. О.К. Горпинич, О.М. Поворозник, О.О. Ячменьов. Ядерна фізика та енергетика 3(2) (2002) 211.
5. О.К. Gorpınich, О.М. Povoroznik, О.О. Yachmenjov. ВАНТ. Сер. «Ядерно-физ. исследования» 42(5) (2004) 31.
6. О.К. Горпинич, О.М. Поворозник, А.А. Ячменев. Изв. РАН. Сер. физ. 69(5) (2005) 742.
7. О.К. Горпинич, О.М. Поворозник, А.А. Ячменев. Изв. РАН. Сер. физ. 69(5) (2005) 745.
8. О.К. Gorpınich, О.М. Povoroznik, О.О. Yachmenjov. Ukr. J. Phys. 49(1) (2004) 16.
9. О.К. Горпинич и др. Изв. РАН. Сер. физ. 64(1) (2000) 103.
10. О.К. Горпинич и др. Изв. РАН. Сер. физ. 65(5) (2001) 698.
11. О.К. Горпинич, О.М. Поворозник, Б.Г. Стружко. УФЖ 48(5) (2003) 407.
12. О.К. Горпинич и др. Изв. РАН. Сер. физ. 66(5) (2002) 743.
13. О.К. Gorpınich, О.М. Povoroznyk, О.О. Yachmenjov. Ukr. J. Phys. 48(10) (2003) 1035.
14. О.К. Gorpınich, О.М. Povoroznyk, О.О. Yachmenjov. Ukr. J. Phys. 49(1) (2004) 16.
15. О.К. Gorpınich, О.М. Povoroznyk. Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy) 8(1) (2007) 53.
16. О.К. Gorpınich, О.М. Povoroznyk. Ukr. J. Phys. 50(4) (2005) 327.
17. О.К. Gorpınich et al. The excited states of ^4He studied by using the $^3\text{H}(\alpha, \text{tt})\text{p}$, $^3\text{H}(\alpha, \text{t}\tau)\text{n}$ and $^3\text{H}(\alpha, \text{td})\text{d}$ reactions. In: Nuclear Reactions on Nucleons and Nuclei. Proc. of the Int. Conf., Messina, Italy, October 5 - 9, 2009. P. 67.
18. О. Povoroznyk et al. J. Phys. Soc. Jpn. 80(9) (2011) 094204.
19. О.М. Povoroznyk, V.S. Vasilevsky. Ukr. J. Phys. 60(3) (2015) 201.
20. G. Mandaglio et al. Modern Physics Letters A 29(19) (2014) 1450105.
21. О.М. Povoroznyk et al. Phys. Rev. C 85 (2012) 064330.
22. О.М. Поворозник, О.К. Горпинич. Ядерна фізика та енергетика 18(4) (2017) 319.
23. О.М. Povoroznyk, О.К. Gorpınich. Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy) 20(4) (2019) 357.

ПОШУК ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ $^{184,192}\text{Os}$

**О. Г. Поліщук^{1,2}, П. Беллі^{3,4}, Р. Бернабей^{3,4}, Ф. А. Даневич^{1,3}, А. Інчікитті^{2,5}, Ф. Капелла^{2,5},
В. Караччіоло^{3,4,6}, Д. В. Касперович¹, В. В. Кобичев¹, Г. П. Ковтун^{7,8}, Н. Г. Ковтун⁷,
М. Лаубенштейн⁶, В. Мерло^{3,4}, Д. В. Пода⁹, С. Тесаліна¹⁰, В. І. Третьак^{1,6}, А. П. Щербань⁷**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² НІЯФ, секція в Римі, Рим, Італія

³ НІЯФ, секція в Римі «Тор Вергата», Рим, Італія

⁴ Фізичний факультет, Римський університет «Тор Вергата», Рим, Італія

⁵ Фізичний факультет, Римський університет «Ла Сапієнца», Рим, Італія

⁶ НІЯФ, Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія

⁷ Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут», Харків, Україна

⁸ Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Харків, Україна

⁹ Університет Парі-Сакле, CNRS/IN2P3, IJCLab, Орсе, Франція

¹⁰ Дослідницький центр Джона де Лейтера, Університет Кертіна, Бенклі, Австралія

Третій етап серії експериментів з пошуку 2β -розпаду природних ізотопів осмію було виконано за допомогою зразка надчистого осмію масою 58,7 г, розміщеного всередині криостата безпосередньо на наднизькофоновому германієвому детекторі (HPGe) з метою збільшення ефективності реєстрації низькоенергетичних γ -квантів. Вимірювання проводяться в Національній лабораторії Гран-Сассо (Італія). Час набору даних останнього етапу експерименту становив 23840 год. Ізотопний склад зразка осмію виміряно з високою точністю за допомогою мас-спектрометрії з негативною термічною іонізацією у Дослідницькому центрі Джона де Лейтера, університет Кертіна (Австралія).

Установлено нові обмеження на періоди напіврозпаду ^{184}Os відносно дво- та безнейтринної мод подвійного електронного поглинання (2ε) та електронного поглинання з випромінюванням позитрона ($\varepsilon\beta^+$) на рівні 10^{16} - 10^{17} років (з довірчою ймовірністю 90 %). Результати аналізу даних усіх етапів експерименту були представлені у доповіді на конференції.

ПРОТОННА ЛІТОГРАФІЯ: СВІТОВИЙ ДОСВІД ТА ПЕРСПЕКТИВИ В УКРАЇНІ

Г. Є. Положій, О. Г. Пономарьов, С. В. Колінко, В. А. Ребров, Р. О. Шуліпа

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Протонна літографія має переваги, корисні для розгортання одиничного та дрібносерійного виробництва мікро- та наноструктур в умовах війни та загрози війни, коли неможливе залучення інвестицій у мільярди доларів США для розбудови великих заводів. Водночас, загроза війни Китаю з Тайванем, а також Південною Кореєю та Японією, ставить під загрозу більшу частину світового виробництва передової наноелектроніки. Ця ситуація означає, що розробка власної технології літографії стає питанням не однієї лиш економічної вигоди, а ще й стратегічного заділу на випадок масштабних збоїв світових ланцюгів постачання електроніки і, відповідно, гострої необхідності термінового розгортання власного виробництва.

Перші публікації по протонній літографії, відомій в англійській літературі як Proton Beam Writing (PBW), почали з'являтися з другої половини 1990-х років минуло сторіччя [1]. Сингапурські вчені (СІВА) змогли за допомогою цього методу виготовити структури розміром 20 нм та менше [2]. Протонна літографія розвивається в науково-дослідних установах багатьох країн Європи та Азії.

На відміну від ультрафіолетової та рентгенівської літографії, протонна літографія не потребує попереднього створення масок. Мікромалюнок задається програмно з комп'ютера. Фактично можливе виготовлення будь-яких програмно заданих двовимірних малорозмірних структур, що дуже зручно для одиничного та дрібносерійного виробництва.

На противагу електронній літографії, при якій електрони швидко розсіюються за хаотичними траєкторіями, глибина проникнення МеВ-них протонів без розсіювання сягає десятків мікрометрів (рис. 1). Це дає змогу виготовляти мікроструктури з дуже високим співвідношенням висоти до ширини (аспектне відношення, aspect ratio) [3].

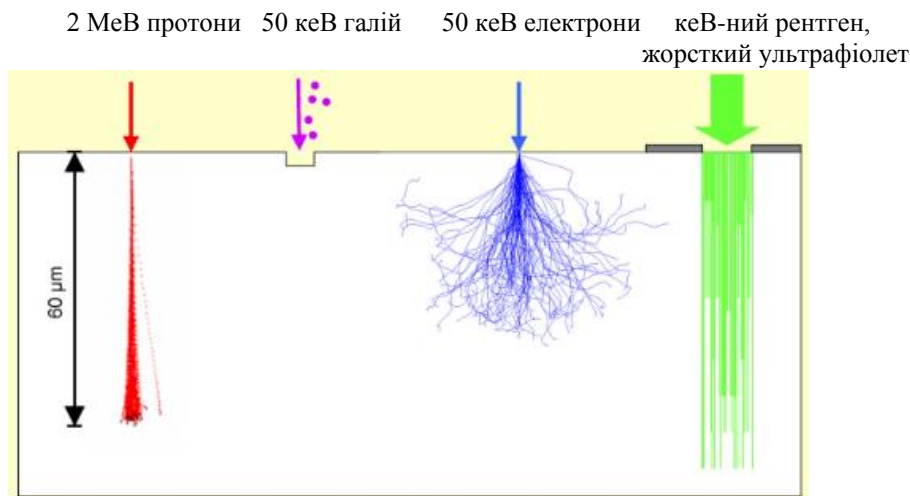


Рис. 1. Порівняння методів літографії, зліва направо: протони, важкі іони, електрони, рентген або жорсткий ультрафіолет [4].

Крім можливості використання в виробництві мікросхем, в світовій практиці методом протонної літографії створюють різні мікроструктури спеціального призначення (рис. 2 і 3). Зокрема, фотонні хвилеводи, мікрорідинні структури, механічні мікроструктури, метаматеріали тощо.

В Інституті прикладної фізики (ІПФ) НАН України проводяться роботи з відпрацювання протонної літографії на основі апаратного прискорювального комплексу «Сокіл» [5]. Цей комплекс із самого початку не був призначений для літографії: протонний пучок не відрізняється високою стабільністю енергії та іонного струму. Але навіть на ньому можливе виготовлення структур мікрометрової роздільної здатності. Цього достатньо для багатьох перспективних застосувань, таких як силова електроніка, фотоніка, мікроробототехніка, механічні та рідинні (гідралічні) мікроструктури.

Останніми роками в ІПФ НАН України було впроваджено векторний метод протонної літографії [6]. До цього протонна літографія здійснювалася растровим методом. Векторний метод значно покращив якість та розширив можливості з масштабування розміру малорозмірних структур (рис. 4).

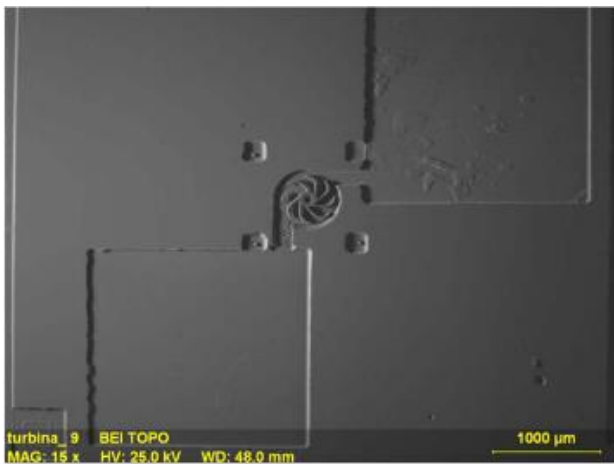


Рис. 2. Мікротурбіна, здатна крутитись під дією потоку рідини, виготовлена угорськими вченими методом протонної літографії [7].

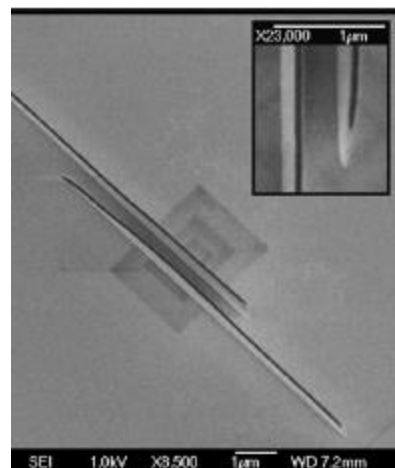


Рис. 3. Мікроструктури шириною 40 нм, створені сингапурськими вченими методом протонної літографії [2].

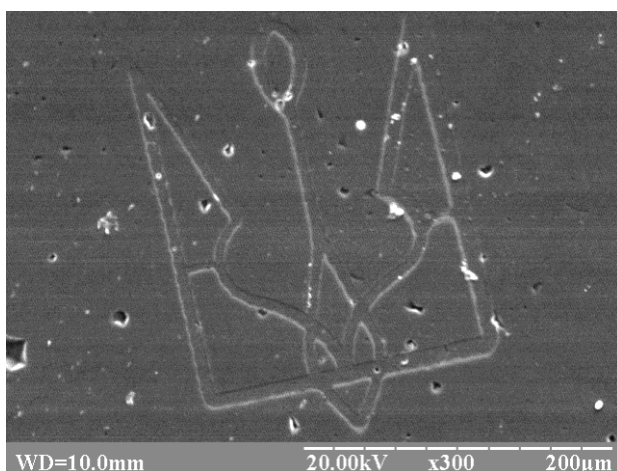


Рис. 4. Векторне зображення герба України, виготовлене в ІПФ НАН України [6].

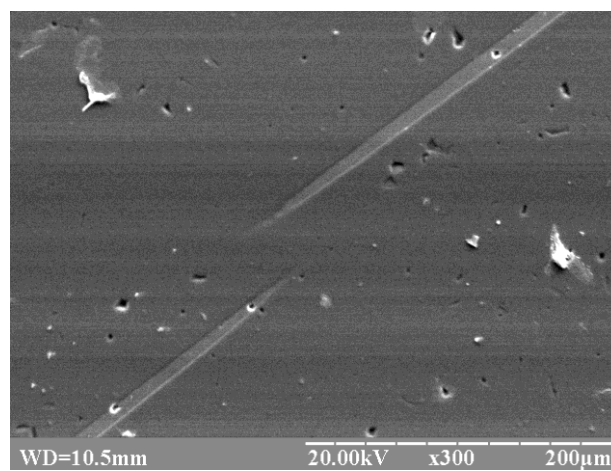


Рис. 5. Несумісність ліній, обумовлена люфтами старої системи механічного переміщення підкладкотримача

Наразі вдосконалення каналу протонної літографії здійснюється в напрямку виготовлення векторних мікроструктур великого розміру. Електромагнітна скануюча система може відхилити протонний пучок приблизно на 1 мм, а на більші відстані пересування здійснюється через механічне переміщення підкладкотримача. Розмір підкладкотримача сягає кількох сантиметрів, і, відповідно, є перспективна можливість виготовляти векторні структури сантиметрових розмірів з мікроскопічними елементами. Для цього вже впроваджено систему електростатичного прибирання протонного пучка (це необхідно робити під час механічного переміщення підкладкотримача). Також у процесі придбання знаходиться нова система механічного переміщення підкладкотримача, адже стара система має непередбачувані люфти, несумісні з виробництвом малорозмірних структур (рис. 5).

1. A. van Kan et al. Nucl. Instr. and Meth. B 148 (1999) 1085.
2. A. van Kan, A.A. Bettiol, F. Watt. Nucl. Instr. and Meth. B 260 (2007) 396.
3. C.N.B. Udagama, A.A. Bettiol, F. Watt. Instr. and Meth. B 260 (2007) 384.
4. F. Watt et al. International Journal of Nanoscience 4(3) (2005) 269.
5. S.V. Kolinko et al. East Eur. J. Phys. 3 (2021) 134.
6. H.E. Polozhii et al. Problems of Atomic Science and Technology 3(139) (2022) 52.
7. I. Rajta et al. Nucl. Instr. and Meth. B 267 (2009) 2292.

ЕНЕРГЕТИЧНА ТА МАСОВА ЗАЛЕЖНІСТЬ РАДІУСУ ПЕРЕТИНУ ДЛЯ ПОТЕНЦІАЛУ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР ${}^6\text{Li}$ У ПІДХОДІ ПОДВІЙНОЇ ЗГОРТКИ

**О. А. Понкратенко¹, В. М. Кир'янчук², В. В. Улещенко¹, Ю. М. Степаненко¹,
Ю. О. Ширма¹, К. Русек³, К. Кемпер^{3,4}, А. А. Рудчик¹, А. Т. Рудчик¹**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² НАЕК «Енергоатом», Київ

³ Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

⁴ Університет штату Флорида, Таллахассі, США

Однією з основних проблем у визначенні оптичного потенціалу ядро-ядерної взаємодії є його неоднозначність. Тобто потенціали можуть значно відрізнятися за значеннями параметрів, що задають радіальні залежності їхніх дійсних та уявних частин, і в той же час забезпечувати практично однаковий опис кутових розподілів пружного розсіяння цих ядер. При пошуку залежності оптичного потенціалу взаємодії від енергії зіткнення чи мас взаємодіючих ядер ця проблема неоднозначності створює серйозні труднощі, приховуючи систематичні тенденції зміни параметрів потенціалу за сильними хаотичними змінами, спричиненими зокрема кореляціями між параметрами. Тому існує потреба пошуку таких характеристик, що незначно відрізняються навіть для істотно різних потенціалів, що достатньо якісно описують кутові розподіли пружного розсіяння. Можна очікувати, що такі характеристики потенціалу будуть мати плавні енергетичну та масові залежності. У деяких роботах пропонувалося в якості таких характеристик використовувати об'ємні інтеграли та/або середньоквадратичні радіуси дійсної та уявної частин потенціалу. Але аналіз таких характеристик показав, що розкид їхніх значень не менший за розкид параметрів потенціалів. У даній роботі на предмет універсальності досліджуються інші характеристики дійсної та уявної частин потенціалу: радіус перетину (crossing radius [1]), а також значення потенціалу в точці $r = R_{cr,l}$.

Аналіз процесів пружного розсіяння іонів ${}^6\text{Li}$ виконувався в рамках оптичної моделі з використанням потенціалу, що базується на потенціалі подвійної згортки [2]:

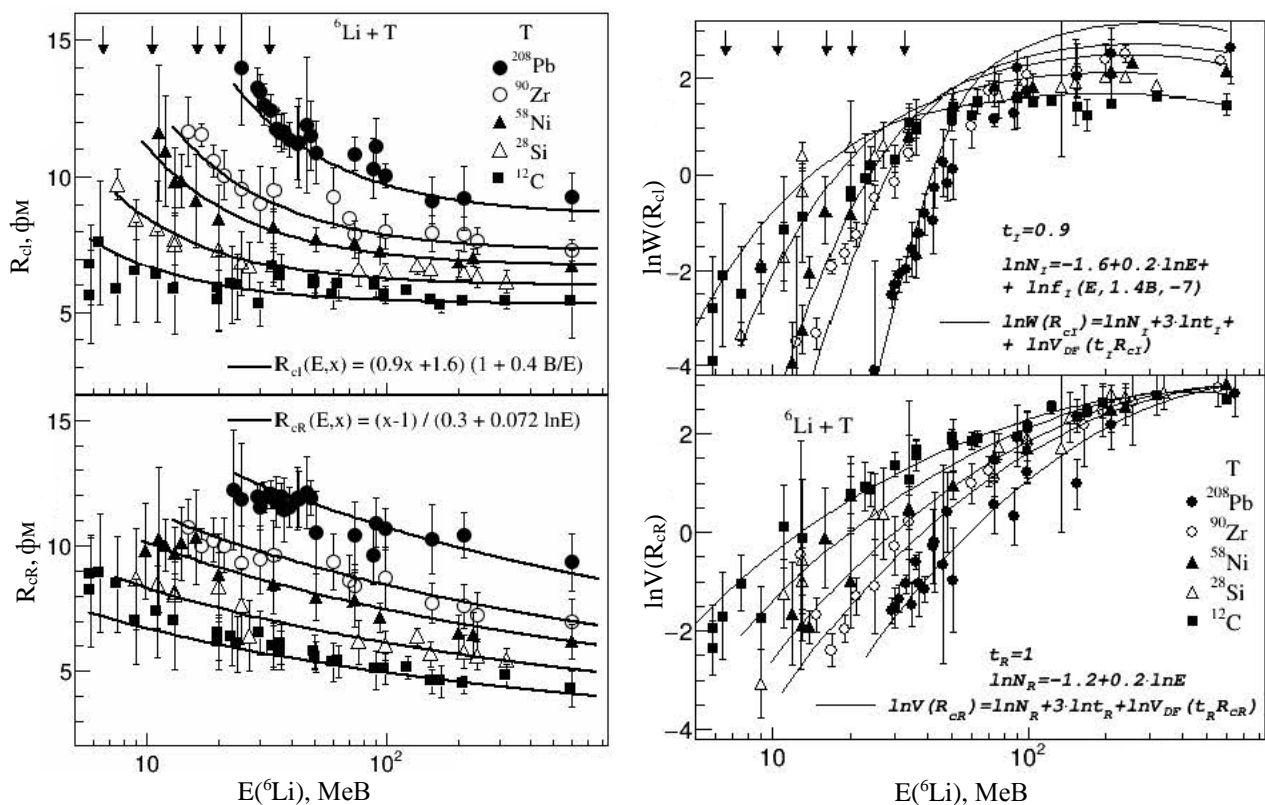
$$U_{SP}(r) = N_R t_R^3 V_{DF}(t_R r) + i N_I t_I^3 V_{DF}(t_I r), \quad (1)$$

де $V_{DF}(r)$ – потенціал подвійної згортки з прямою та обмінною частинами із залежним від густини нуклон-нуклонним потенціалом DDM3Y1 (Рейда) та густинами ядер типу Сан - Пауло. N_R , t_R та N_I , t_I – параметри нормування та масштабування по радіусу дійсної та уявної частин, відповідно, що визначаються з підгонки до експериментальних даних, мінімізацією стандартного χ^2 . До аналізу було включено 126 експериментальних кутових розподілів диференціальних перерізів пружного розсіяння іонів ${}^6\text{Li}$ на ядрах ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40,48}\text{Ca}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{90}\text{Zr}$, ${}^{208}\text{Pb}$ у діапазоні енергій зіткнення від 1 до 100 МеВ на нуклон.

Для пошуку максимальної кількості різних можливих наборів параметрів, при яких забезпечується прийнятний опис експериментальних даних, було виконано для кожного кутового розподілу, що аналізувався, велику кількість підгонок з початковими параметрами розіграними за методом Монте-Карло. Підгонки виконувались у двох різних підходах: 1) коли підганяються всі чотири параметри; 2) коли підганяються лише N_R , N_I , а t_R , t_I фіксуються, оскільки в парах $N_R - t_R$ та $N_I - t_I$ є сильні кореляції. У результаті для кожного з 126 експериментальних кутових розподілів пружного розсіяння іонів ${}^6\text{Li}$ було знайдено набір з декількох десятків досить різних потенціалів, котрі всі забезпечують задовільний опис експериментальних даних. Для кожного набору потенціалів знайдемо усереднені значення точок перетину радіальних залежностей дійсної та уявної частин всіх пар потенціалів з набору.

Знайдені таким чином для кожного кутового розподілу значення радіусів перетину R_{cr} та R_{cl} для дійсної та уявної частин ${}^6\text{Li}$ -потенціалу для 5 досліджуваних ядер-мішеней показані символами на лівій панелі рисунка. Лініями на лівій панелі показані апроксимації цих залежностей аналітичними формулами (наведені на рисунку). Масовий параметр розраховується як $x = A_P^{1/3} + A_T^{1/3}$, параметр кулонівського бар'єра як $B = \left(1 + \frac{A_P}{A_T}\right) \frac{Z_P Z_T}{x}$ (показано стрілочками на рисунку). На правій панелі

рисунка відображено усереднені значення логарифма уявної та дійсної частин потенціалів на радіусах перетину, що отримані з апроксимаційних формул. Лініями на правій панелі показано апроксимації цих залежностей формулами, що наведені на рисунку, з використанням наведених значень N_R , N_I , t_R та t_I .



Енергетичні залежності радіусів перетину для уявної та дійсної частин ${}^6\text{Li} + \text{T}$ потенціалу, а також значень уявної та дійсної частин потенціалу при відповідному радіусі перетину у підході подвійної згортки (1).

Чітко проглядається систематична плавна залежність значення радіусів перетину та значень потенціалу на даних радіусах від енергії зіткнення та маси ядра мішені. Запропоновані апроксимаційні функції загалом задовільно описують дані залежності. Характеристики потенціалу, знайдені для якогось одного кутового розподілу ніде не демонструють істотних відхилень від значень, що лежать на кривих гладкої залежності. При цьому, значення параметрів N_R , N_I , t_R та t_I демонструють істотніші відхилення від своїх середніх значень, а залежності самих середніх значень від енергії та маси проглядаються гірше.

Таким чином можна сказати, що у підході подвійної згортки з модельними нуклонними густинами типу Сан-Пауло, якщо оптичний потенціал взаємодії ядер ${}^6\text{Li}$ забезпечує задовільний опис експериментальних даних пружного розсіяння, то такі характеристики потенціалу як радіус перетину та значення потенціалу на цьому радіусі демонструють досить високу стійкість відносно зміни параметрів потенціалу як для дійсної, так і для уявної його частин. Дані характеристики демонструють також досить плавні енергетичні та масові залежності у діапазонах енергій від 1 до 100 MeB на нуклон та мас від 12 до 208 а. о. м., які можна апроксимувати простими функціями з трьома-чотирма параметрами.

1. M. Biswas et al. Nucl. Phys. A 802 (2008) 67.
2. О.А. Понкратенко та ін. У кн.: XXVIII щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Анотації до доповідей, Київ, 21 - 25 вересня 2021 року (К., Ін-т ядерних дослідж., 2022) с. 84.

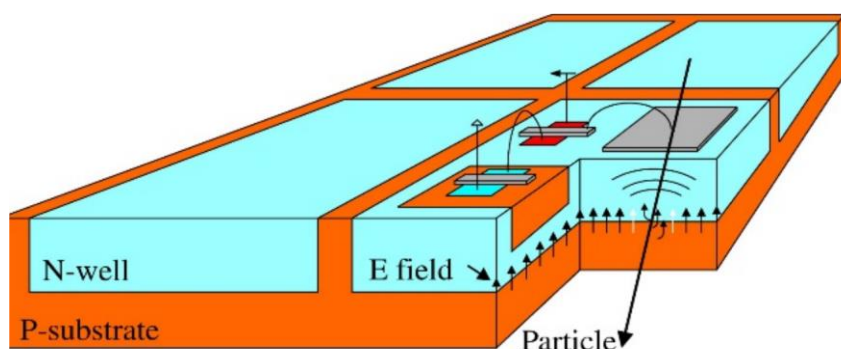
СИСТЕМА ОЦІНКИ ЯКОСТІ МІКРОПІКСЕЛЬНИХ МОНОЛІТНИХ ДЕТЕКТОРІВ

М. В. Пугач, В. М. Добішук, В. О. Кива, О. С. Ковальчук, В. М. Пугач, С. Б. Чернишенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Представлено нові результати досліджень в рамках проекту EURIZON, № 871072 (робочий пакет WP7 DETEC «Спільна розробка детекторних систем») по удосконаленню системи оцінки якості монолітних активних піксельних сенсорів (МАПС). В основі системи процедура порівняння функціональних характеристик МАПС з властивостями новітнього мікропіксельного детектора Timerix-4 (CERN) в гібридній та металевій моді роботи.

На рисунку подано структуру та принцип дії МАПС [1], чутливий шар якого та зчитувальна електроніка виготовлені на одній кремнієвій пластині (P-substrate). Заряд, утворений іонізацією в чутливому шарі, збирається менше, ніж за 1 нс. Оскільки підсилювач знаходиться поверх активної області всередині пікселя, вхідна ємність дуже мала (10 фемто-Ф), що забезпечує надзвичайно низький рівень шуму (біля 20 е⁻). Мала товщина МАПС (50 мкм) дає змогу створювати трекові системи із наднизьким бюджетом матеріалу. Найновіша 28 нм КМОП технологія забезпечить часову мітку сигналу із роздільною здатністю біля 25 пс.



Схематичне зображення структури та принципу дії МАПС [1], чутливий шар якого та зчитувальна електроніка виготовлені на одній кремнієвій пластині (P-substrate).

Мінімально іонізуюча частинка (МІЧ - "Particle" – див. рисунок), пронизуючи 50 мкм чутливого шару, утворює в пікселі близько 4 000 електрон-діркових пар. Оскільки підсилювач зчитувального каналу («N-well» зона входу польового транзистора – див. рисунок) знаходиться поверх активної області всередині пікселя, вхідна ємність для нього дуже мала (близько 10 фемто-Ф). Це забезпечує МАПС завдяки надзвичайно низькому рівню шуму (близько 20 електронів) та неперевершеному значенню відношення сигнал/шум (порядку кількох сотень), високу (понад 99 %) ефективність реєстрації МІЧ. На додаток, спрощується інфраструктура, необхідна для довготривалої експлуатації детекторів МАПС в умовах високих радіаційних навантажень. Це стосується систем охолодження, зазвичай необхідних для стримування зростання зворотного струму, а також монтажних конструкцій.

Мала товщина МАПС (близько 50 мкм) дає змогу створювати трекові системи із низьким бюджетом матеріалу. Заряд, утворений іонізацією в чутливому шарі, збирається менше, ніж за 1 нс. Найновіша CMOS (28 нм) технологія виготовлення МАПС забезпечить часову мітку сигналу із роздільною здатністю близько 25 пс.

Підсумок суттєвих переваг МАПС порівняно із мікро-стріповими двосторонніми кремнієвими детекторами, наведено в таблиці. Як видно з таблиці, характеристики МАПС, СВМ-Мод мають суттєвий фактор переваги порівняно із мікро-стріповим двостороннім кремнієвим детектором, який сягає величин від кількох одиниць до кількох сотень. У роботі розглянуто можливість застосування мікропіксельних детекторних систем для досліджень у ядерній фізиці, фізиці високих енергій, зокрема в експерименті СВМ, а також для вивчення фазових переходів у металах при нагріванні/охолодженні з використанням дифракції рентгенівських променів. Визначено основні технічні характеристики компактної системи зчитування даних з МАПС, яку планується створити за принципами, розробленими для детекторів Timerix.

**Порівняння характеристик двосторонніх мікростріпових детекторів СВМ-Оригінал (СВМ-Ор)
із очікуваними характеристиками монолітних мікропіксельних детекторів СВМ-Модернізований (СВМ-Мод)**

	СВМ-Ор	СВМ-Мод	Фактор переваг	Примітки
Тип сенсора	Двосторонній мікростріповий	МАПС		
Крок сенсора, мкм	58 × 58	30 × 30		
Довжина стріпа, мм	30 - 300			
Роздільна здатність, п- / р-сторона, мкм	15 / 150	5 / 5	3 / 30	Суттєва перевага
Роздільна здатність по часу, пс	5 000	20	250	Суттєва перевага
Частота реєстрацій на канал, кГц	30	100	3	
Ємність на канал, пФ	4,5 - 45	0,01	400 - 4000	Суттєва перевага
Сполучення із зчитувальною електронікою	Назовні: через мікрокабель 50 см. Усередині: через подвійну металізацію	Пряме сполучення сенсора до електроніки	Дуже істотний крок уперед у технології виробництва	Суттєва перевага
Механічна та електрична надійність, захищеність від електромагнітних наводок	Ультразвукове приварювання, чутливість до вібрацій та електромагнітних наводок	Відсутні проблеми завдяки простій конструкції	Дуже істотний крок уперед у технології виробництва	Суттєва перевага
Товщина сенсора, мкм	300 1 % X0	30 0,1 % X0	10	Суттєва перевага
Сигнал (НІА), е. Сенсор початковий/опромінений	24 000 / 21 000	2 400 / 2 200	0,1	Малий сигнал
Шум, е. Сенсор початковий/опромінений	800 / 3 200	20 / 80	40/40	Суттєва перевага
Напруга зміщення, В. Сенсор початковий/опромінений	100 / 1 000	20 / 100	5 / 50	Суттєва перевага
Ефективність збору заряду	Шлях для е-пар, 300 мкм	Шлях для е-пар, 30 мкм		Суттєва перевага
Сигнал/шум. Сенсор початковий/опромінений	24 / 8	120 / 25	5 / 3	Суттєва перевага
Електрична потужність Охолодження				
Технологія виробництва	Спеціальна, громіздка, багатокрокова, низький вихід	Комерційна. Широко розповсюджена CMOS, 20 нм		Суттєва перевага
Вартість	1,0 ум. од.	0,5 ум. од.	2	

Примітка. Дві праві колонки надають орієнтовний фактор переваг СВМ-Мод.

1. Н. Augustin et al. The MuPix high voltage monolithic active pixel sensor for the Mu3e experiment. JINST 10 (2015) C03044.

РЕАКЦІЯ $^{10}\text{B}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{C})^{11}\text{C}$ ПРИ ЕНЕРГІЇ 81 МеВ, СПЕКТРОСКОПІЧНІ ФАКТОРИ РЕАКЦІЇ ТА ВЗАЄМОДІЯ ЯДЕР $^{14}\text{C} + ^{11}\text{C}$

А. Т. Рудчик¹, А. А. Рудчик¹, В. В. Хейло¹, К. Русек², К. В. Кемпер³, Е. П'ясецькі², А. Столяж², А. Тщінська², Вал. М. Пірнак¹, О. А. Понкратенко¹, Є. І. Кошій⁴, О. Е. Куцик¹, А. П. Ільїн¹, С. Ю. Межевич¹, Ю. М. Степаненко¹, В. В. Улещенко¹, Ю. О. Ширма¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

³ Відділ фізики, Флоридський державний університет, Таллахасі, США

⁴ Циклотронний інститут Техаського А&М університету, Техас, США

Отримано нові експериментальні дані кутових розподілів диференціальних перерізів реакції $^{10}\text{B}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{C})^{11}\text{C}$ при енергії іонів ^{15}N $E_{\text{лаб}}(^{15}\text{N}) = 81$ МеВ для основних станів ядер ^{14}C і ^{11}C та збуджених станів 2,00 МеВ ($1/2^-$), 4,31 МеВ ($5/2^-$), 4,80 МеВ ($3/2^-$) ядра ^{11}C . Експериментальні дані проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР). У розрахунках використано оптичні потенціали Вудса - Саксона (WS) взаємодії ядер $^{15}\text{N} + ^{10}\text{B}$, одержані при аналізі експериментальних даних пружного розсіяння цих ядер, а параметри WS-потенціалу взаємодії ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{C}$ – з аналізу експериментальних даних реакції $^{10}\text{B}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{C})^{11}\text{C}$. Ці параметри визначено методом підгонки WS-потенціалу для задовільного опису експериментальних даних відповідних реакцій та подано у таблиці. Необхідні для МЗКР-розрахунків спектроскопічні амплітуди передач у реакції нуклонів і кластерів було розраховано в рамках трансляційно-інваріантної моделі оболонки (ТІМО).

Параметри потенціалів взаємодії ядер

Ядра	V_0 , МеВ	r_V , фм	a_V , фм	W_S , МеВ
$^{15}\text{N} + ^{10}\text{B}$	190	0,791	0,750	12,0
$^{14}\text{C} + ^{11}\text{C}$	256,2	0,994	0,590	5,0
$^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ [1]	266,6	0,750	0,740	7,5

Вимірювання диференціальних перерізів реакції $^{10}\text{B}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{C})^{11}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{15}\text{N}) = 81$ МеВ проведено на циклотроні U-200Р Лабораторії важких іонів Варшавського університету. Для отримання пучка іонів ^{15}N було використано збагачену цим ізотопом кальцієву селітру ($\text{Ca}(\text{NO}_3)_2$). Розкид енергії іонів на мішені не перевищував 0,5 %. В експерименті використовувалася самопідтримна збагачена ізотопом ^{10}B мішень. Експеримент проводився на експериментальній установці ICARE [2]. У вимірюваннях використовувалась ΔE - E -методика з кремнієвими ΔE - та E -детекторами товщиною 40 та 300 мкм відповідно.

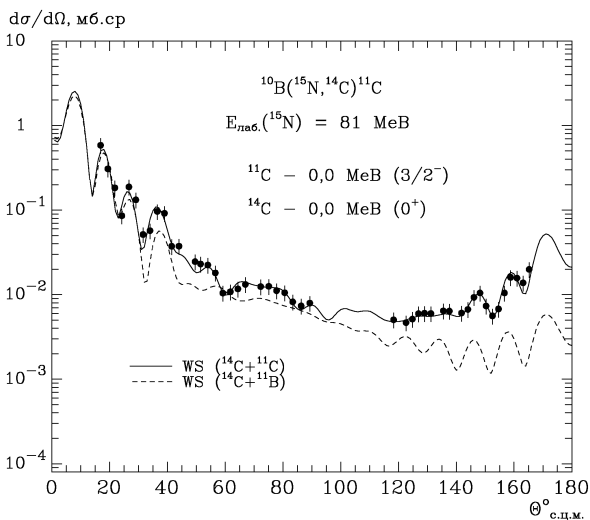


Рис. 1. Диференціальні перерізи реакції $^{10}\text{B}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{C})^{11}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{15}\text{N}) = 81$ МеВ для основних станів ядер ^{14}C і ^{11}C .

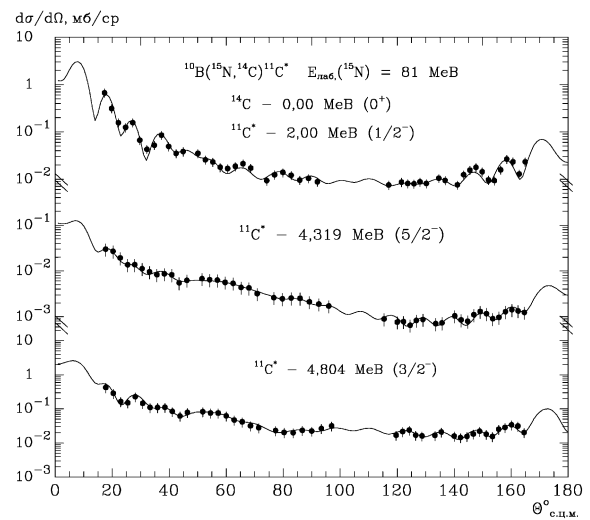


Рис. 2. Диференціальні перерізи реакції $^{10}\text{B}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{C})^{11}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{15}\text{N}) = 81$ МеВ для основного стану ядра ^{14}C та збуджених станів 2,00 МеВ ($1/2^-$), 4,31 МеВ ($5/2^-$), 4,80 МеВ ($3/2^-$) ядра ^{11}C .

Експериментальні дані кутових розподілів диференціальних перерізів реакції $^{10}\text{B}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{C})^{11}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{15}\text{N}) = 81 \text{ MeV}$ для основних станів ядер ^{14}C і ^{11}C показано на рис. 1. Суцільною кривою показано МЗКР-розрахунки з використанням потенціалів WS для взаємодії ядер $^{10}\text{B} + ^{15}\text{N}$ і $^{11}\text{C} + ^{14}\text{C}$, параметри яких подано в таблиці (перші два рядки), а штриховою кривою – МЗКР-розрахунки з використанням для $(^{11}\text{C} + ^{14}\text{C})$ -потенціалу параметрів взаємодії ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$, отриманого з аналізу експериментальних даних пружного розсіяння цих ядер [1] (третій ряд параметрів у таблиці). Диференціальні перерізи реакції $^{10}\text{B}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{C})^{11}\text{C}$ для збуджених станів 2,00 MeV ($1/2^-$), 4,31 MeV ($5/2^-$), 4,80 MeV ($3/2^-$) ядра ^{11}C показано на рис. 2. Кривими зображено відповідні МЗКР-розрахунки для цих збуджень, отримані при використанні такого ж оптичного потенціалу взаємодії ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{C}$ як і для основних станів цих ядер (див. таблицю). Установлено, що передача протона у даній реакції відіграє основну роль серед можливих ядерних процесів.

1. С.Ю. Межевич та ін. Пружне й непружне розсіяння іонів ^{11}B ядрами ^{14}C при енергії 45 MeV. Ядерна фізика та енергетика 13 (2012) 123.
2. E. Piasecki et al. *Project ICARE at HIL* (Warsaw: Heavy Ion Laboratory, 2007) 38 p

ДОСЛІДЖЕННЯ (γ, pxn) -РЕАКЦІЙ НА ІЗОТОПАХ ТИТАНУ ТА ХРОМУ

А. М. Саврасов, В. О. Желтоножський, Н. В. Куліч

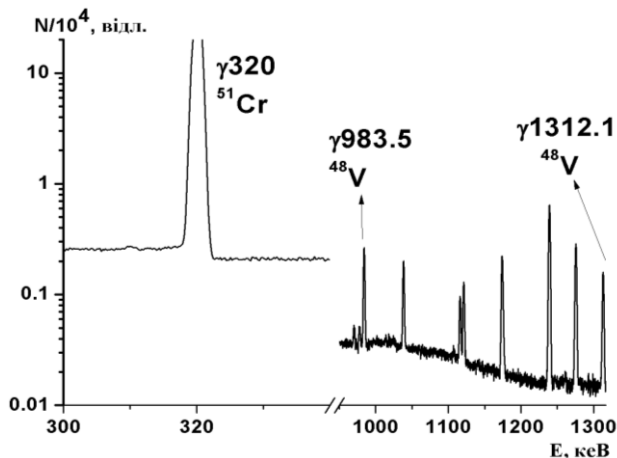
Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Фотоядерні реакції були предметом численних досліджень, проте увага вчених була в основному зосереджена на (γ, γ') - і (γ, n) -каналах в районі енергії гігантського дипольного резонансу (ГДР) [1]. Заселення ядер у фотоядерних реакціях з вильотом заряджених частинок досліджено значно гірше, хоча в них заселяються інші збуджені стани, часто недоступні для (γ, γ') - і (γ, n) -реакцій. Тому вивчення даних реакцій дасть змогу пролити світло на механізми їхнього перебігу. Виходячи з вищевикладеного метою нашої роботи є дослідження виходів напрацювання ядер $^{46-47}\text{Sc}$ та ^{48}V в (γ, pxn) -реакціях при опроміненні мішеней з природних титану та хрому гальмівними γ -квантами з енергією в області вищій енергії ГДР.

Дослідження середньозважених виходів проводилось активаційним методом на гальмівному γ -пучку для електронів з максимальною енергією 37 МеВ на мішенях природних металічних титану та хрому. Як гальмівна мішень використовувався металічний тантал товщиною 1,05 мм, за яким розташовувався алюмінієвий поглинач товщиною 15 см. За ним розміщувалися досліджувані мішені з титану, хрому та лютецію. Остання використовувалася для отримання потоку гальмівних γ -квантів за допомогою реакцій $^{175}\text{Lu}(\gamma, \text{n})^{174}\text{Lu}$ та $^{175}\text{Lu}(\gamma, 2\text{n})^{173}\text{Lu}$. Експериментальні перерізи даних реакцій добре відомі для монохроматичних γ -квантів у досліджуваному енергетичному діапазоні. Виконувалося декілька серій опромінь та вимірювань у низькофоновій спектрометричній лабораторії.

Спектри опроміненних мішеней вимірювалися на γ -спектрометрах, зібраних на базі надчистих напівпровідникових детекторів фірм Canberra та Ortec з ефективністю реєстрації (15 - 40) % порівняно з NaI(Tl)-детектором розмірами 3'' \times 3'' та блоків електроніки цих же фірм. Енергетична роздільна здатність спектрометрів становила 1,8 - 2,0 кеВ на γ -лініях 1332 кеВ ^{60}Co .

У γ -спектрах, обробка яких проводилася за допомогою програми Winspectrum [2] надійно виділені γ -переходи, що супроводжують розпад $^{46-47}\text{Sc}$ та ^{48}V . Зокрема на рисунку показано фрагмент γ -спектра опроміненої мішені хрому.



Фрагмент γ -спектра опроміненої мішені хрому в енергетичному діапазоні 300 - 1320 кеВ. Час вимірювання 3 доби, а тривалість між закінченням опромінювання та початком вимірювання 29 діб.

Моделювання гальмівного спектра проводилося в рамках програмного коду Geant4 [3]. Враховувалася реальна геометрія гальмівної та експериментальних мішеней. Даний код враховує поглинання гальмівного пучка в усіх мішенях зі збірки, що опромінювалася. У той же час при вимірюванні наведеної активності мішеней коефіцієнти самопоглинання γ -квантів, що відповідають розпадам досліджуваних нуклідів розраховувалися в рамках програмного коду MCNP [4].

Використовуючи стандартні формули активаційного аналізу [5], були розраховані експериментальні значення середньозважених виходів досліджуваних реакцій $\langle Y \rangle_{\text{exp}}$, наведених у таблиці.

Було проведено моделювання досліджуваних реакцій у рамках програмного коду TALYS-1.96 [6]. Розраховані теоретичні виходи $\left(\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}} \right)$ також показано в таблиці разом із енергетичними бар'єрами зазначених реакцій (Q) та результатами роботи інших авторів $\langle Y \rangle_{\text{exp}}^{\text{other}}$.

**Середньозважені виходи (γ , рхп)-реакцій на ізотопах титану та хрому
при граничній енергії гальмівних γ -квантів 37 MeB**

Реакція	Q, MeB	$\langle Y \rangle$, мбн		
		$\langle Y \rangle_{\text{exp}}$	$\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$	$\langle Y \rangle_{\text{exp}}^{\text{other}}$
$^{\text{nat}}\text{Ti}(\gamma, \text{pxn})^{46}\text{Sc}$		$1,4 \pm 0,1$		
$^{\text{nat}}\text{Ti}(\gamma, \text{pxn})^{47}\text{Sc}$		$13,5 \pm 1$		
$^{50}\text{Cr}(\gamma, \text{pn})^{48}\text{V}$	21,2	$3,5 \pm 0,2$	5,1	
$^{47}\text{Ti}(\gamma, \text{p})^{46}\text{Sc}$	10,5		3,2	9,1 [7]
$^{48}\text{Ti}(\gamma, \text{pn})^{46}\text{Sc}$	19,9		2,1	
$^{49}\text{Ti}(\gamma, \text{p2n})^{46}\text{Sc}$	21,8		0,015	
$^{48}\text{Ti}(\gamma, \text{p})^{47}\text{Sc}$	11,4		4,3	9,2 [7]
$^{49}\text{Ti}(\gamma, \text{pn})^{47}\text{Sc}$	17,4		1,6	
$^{50}\text{Ti}(\gamma, \text{p2n})^{47}\text{Sc}$	22		0,0065	

Як видно, експериментальні дані інших авторів приблизно у 2 - 3 рази перевищують теоретичні, модельовані в рамках програмного коду TALYS-1.96 для реакцій $^{47}\text{Ti}(\gamma, \text{p})^{46}\text{Sc}$ та $^{48}\text{Ti}(\gamma, \text{p})^{47}\text{Sc}$. З моделювання випливає, що внесками реакцій $^{49}\text{Ti}(\gamma, \text{p2n})^{46}\text{Sc}$ та $^{50}\text{Ti}(\gamma, \text{p2n})^{47}\text{Sc}$ у середньозважені виходи заселення ^{46}Sc та ^{47}Sc можна знехтувати, оскільки вони приблизно на 2 порядки нижчі, ніж (γ, p)- та (γ, pn)-реакції при вищих енергетичних бар'єрах ($\gamma, \text{p2n}$)-реакцій. Це приводить до додаткового зниження внеску цих реакцій в активності $^{46,47}\text{Sc}$ за рахунок нижчого потоку гальмівних γ -квантів. Для реакцій $^{\text{nat}}\text{Ti}(\gamma, \text{pxn})^{46}\text{Sc}$ експериментальний вихід доволі близький до модельованих виходів реакцій $^{47}\text{Ti}(\gamma, \text{p})^{46}\text{Sc}$ та $^{48}\text{Ti}(\gamma, \text{pn})^{46}\text{Sc}$ і це може свідчити про домінуючий вклад статистичного механізму. У той же час експериментальний середньозважений вихід реакції $^{\text{nat}}\text{Ti}(\gamma, \text{pxn})^{47}\text{Sc}$ значно перевищує теоретичні виходи реакцій $^{48}\text{Ti}(\gamma, \text{p})^{47}\text{Sc}$ та $^{49}\text{Ti}(\gamma, \text{pn})^{47}\text{Sc}$. Це в свою чергу може означати наявність значного внеску нестатистичних механізмів. Механізм реакції $^{50}\text{Cr}(\gamma, \text{pn})^{48}\text{V}$ непогано описується статистичною моделлю. Внеском іншої реакції в заселення ^{48}V - $^{52}\text{Cr}(\gamma, \text{p3n})^{48}\text{V}$ можна знехтувати внаслідок високого енергетичного бар'єра даної реакції (42,5 MeB), що перевищує граничну енергію гальмівних γ -квантів.

Проте для проведення більш однозначного аналізу механізмів реакцій, що проводять до заселення ядер $^{46,47}\text{Sc}$ необхідно проводити дослідження на збагачених мішенях титану та при інших граничних величинах енергії гальмівних γ -квантів.

Проводиться обговорення отриманих даних.

1. Yu.P. Gangrsky, V.M. Mazur. Phys. El. Part. At. Nucl. 33(3) (2002) 158. (Rus).
2. N.V. Strilchuk. The WinSpectrum Manual (2000).
3. S. Agstinelli et al. GEANT4-a simulation toolkit. Nucl. Instrum. Methods. A 506 (2003) 250.
4. J.F. Briesmeister. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Los Alamos National Laboratory Report LA-12625-M, 989 (1997).
5. V.A. Zheltonozhsky et al. Eur. Phys. Jour. A 57 (2021) 121.
6. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. TALYS: Comprehensive Nuclear Reaction Modeling. [AIP Conference Proceedings 769 \(2005\) 1154](#).
7. T.R. Sherwood, W.E. Turchinets. Nucl. Phys. 29 (1962) 292.

ДОСЛІДЖЕННЯ (γ , p)-РЕАКЦІЙ НА ЯДРАХ ЦИРКОНІЮ ТА МОЛІБДЕНУ

А. М. Саврасов, В. О. Желтоножський

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Незважаючи на тривалу історію вивчення фотоядерних реакцій [1] ретельно дослідженими залишаються лише (γ , n)-реакції для широкого кола нуклідів переважно в області гігантського дипольного резонансу (ГДР). У цьому енергетичному діапазоні перерізи даних реакцій непогано описуються за допомогою статистичних механізмів. У той же час для (γ , p)-реакцій в області ГДР експериментальні перерізи на 1 - 2 порядки вищі, ніж теоретичні, розраховані в рамках статистичних моделей. Це вказує на значну роль нестатистичних механізмів. Очікується також значний вплив ізоспінового розщеплення в області середніх ядер не дивлячись на значне кулонівське змішування, що призводить до «розмивання» ролі ізоспіна як квантового числа. Виходячи з вищевикладеного метою нашої роботи є дослідження виходів напрацювання ядер ^{91m}Nb , $^{95-97}\text{Nb}$, ^{90m}Y , ^{91m}Y та ^{93}Y в реакціях з вильотом протонів при опроміненні мішеней з природного молібдену та цирконію гальмівними γ -квантами з енергією в області максимуму ГДР.

Дослідження середньозважених виходів проводилося активаційним методом на гальмівному γ -пучку для електронів з максимальною енергією 20 МеВ на мішенях природних металічних молібдену та цирконію. Як гальмівна мішень використовувався металічний тантал товщиною 2 мм, за яким розташовувався алюмінієвий поглинач товщиною 3 см. За ним розміщувалися досліджувані мішені з молібдену і цирконію. Для виключення потоку гальмівних γ -квантів при розрахунках в якості моніторних використовувалися внутрішні реакції $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ та $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$ для реакцій на мішенях молібдену та цирконію відповідно. Експериментальні перерізи даних реакцій добре відомі для монохроматичних γ -квантів у досліджуваному енергетичному діапазоні. Виконувалося декілька серій опромінь та вимірювань в низькофоновій спектрометричній лабораторії.

Спектри опроміненних мішеней вимірювалися на γ -спектрометрах, зібраних на базі надчистих напівпровідникових детекторів фірм Canberra та Ortec з ефективністю реєстрації (15 - 40) % порівняно з NaI(Tl)-детектором розмірами 3'' \times 3'' та блоків електроніки цих же фірм. Енергетична роздільна здатність спектрометрів становила 1,8 - 2,0 кеВ на γ -лініях 1332 кеВ ^{60}Co .

У γ -спектрах, обробка яких проводилася за допомогою програми Winspectrum [2] надійно виділено γ -переходи з розпаду ізотопів ніобію (рис. 1) та ітрію (рис. 2).

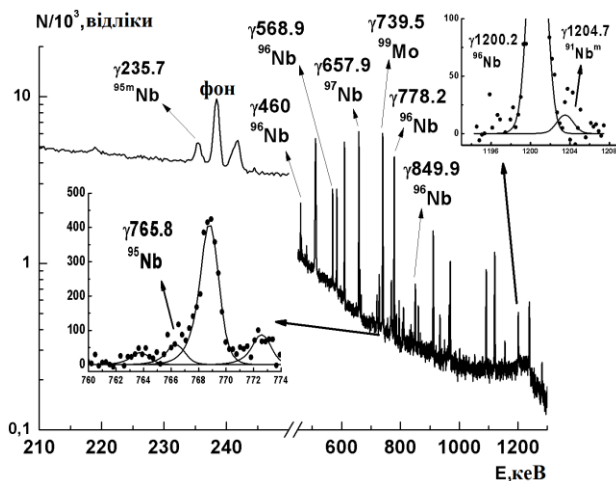


Рис. 1. Фрагменти γ -спектра опроміненої мішені молібдену.

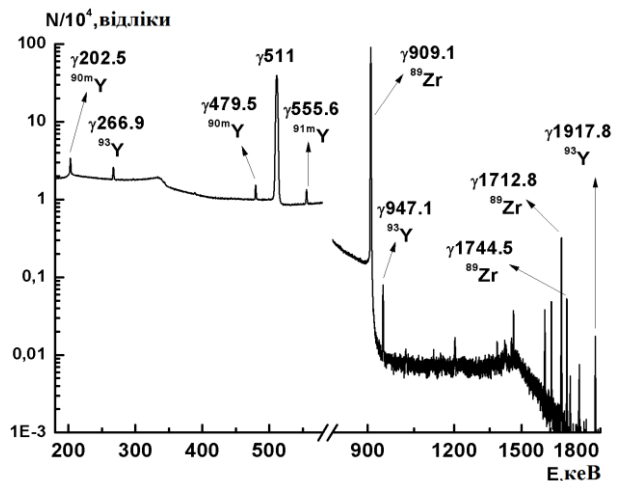


Рис. 2. Фрагменти γ -спектра опроміненої мішені цирконію.

Використовуючи стандартні формули активаційного аналізу було розраховано експериментальні значення середньозважених виходів досліджуваних реакцій $\langle Y \rangle_{\text{exp}}$, які наведено в таблиці.

Було проведено моделювання досліджуваних реакцій у рамках програмного коду TALYS-1.9 [3]. Розраховані теоретичні виходи ($\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$) також показано в таблиці. Як видно, вони є на 1 - 2 порядки нижчими за експериментальні величини за винятком реакцій $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91\text{m}}\text{Nb}$ та $^{97}\text{Mo}(\gamma, p)^{96}\text{Nb}$. Тому для можливого пояснення розходжень було враховане ізоспінове розщеплення ГДР і були розраховані середньозважені виходи ($\langle Y \rangle_{\text{isospin}}^{\text{theor}}$) за методикою, описаною в роботі [4] в рамках напівпрямого механізму. Ці результати також наведено в таблиці.

Середньозважені виходи (γ, p)-реакцій на ізотопах цирконію та молібдену при граничній енергії гальмівних γ -квантів 20 MeV

Реакція	$\langle Y \rangle$, мкбн		
	$\langle Y \rangle_{\text{exp}}$	$\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$	$\langle Y \rangle_{\text{isospin}}^{\text{theor}}$
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91\text{m}}\text{Nb}$	10700 ± 1600	10100 ± 707	3080 ± 216
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95}\text{Nb}$	1920 ± 200	$30 \pm 2,1$	2002 ± 140
$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)^{96}\text{Nb}$	708 ± 70	657 ± 46	620 ± 43
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97}\text{Nb}$	980 ± 100	$0,9 \pm 0,06$	998 ± 70
$^{91}\text{Zr}(\gamma, p)^{90\text{m}}\text{Y}$	85 ± 8	$8,5 \pm 0,6$	$41 \pm 2,9$
$^{92}\text{Zr}(\gamma, p)^{91\text{m}}\text{Y}$	143 ± 15	$8,3 \pm 0,6$	185 ± 13
$^{94}\text{Zr}(\gamma, p)^{93}\text{Y}$	1067 ± 187	$31 \pm 2,2$	354 ± 25

Як видно з таблиці, для більшості досліджуваних реакцій домінує напівпрямий механізм. У цьому випадку протон вилітає по прямому механізму за короткий проміжок часу, протягом якого не встигає сформувався кулонівський бар'єр, а залишкове ядро дезбуджується за допомогою статистичних переходів. Винятком є реакції, що призводять до заселення ядер $^{91\text{m}}\text{Nb}$, $^{90\text{m}}\text{Y}$ та ^{93}Y . Формування ізомерів пов'язане із одночастинковим рухом і тому ізоспінове розщеплення збільшується на величину енергії ізомерного стану, що призводить до зростання похибки. Вибір моделей густини рівнів також може сильно впливати на виходи заселення ізомерних станів. Зокрема, для $^{90\text{m}}\text{Y}$ середньозважений вихід зростає приблизно у 2 рази при використанні BFG-моделі (зворотно-зміщеної моделі фермі-газу) [5] замість СТ + FG-моделі (сталої температури та фермі-газу) [6], що використовується в коді за замовчуванням. Цей вибір може навіть призвести до кількісного узгодження експериментальних та теоретичних даних. Проте в цілому, для досліджуваних реакцій домінує напівпрямий механізм, який враховує ізоспінове розщеплення гігантського дипольного резонансу.

Проводиться обговорення отриманих даних.

1. Ю.П. Гангрский, В.М. Мазур. Физ. элем. част. атом. ядра 33(3) (2002) 158.
2. N.V. Strilchuk. The WinSpectrum Manual (2000).
3. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. TALYS: Comprehensive Nuclear Reaction Modeling. [AIP Conference Proceedings 769 \(2005\) 1154](#).
4. K. Shoda et al. Phys. Rep. 53 (1979) 341.
5. W. Dilg et al. Nucl. Phys. A 217 (1973) 269.
6. A. Gilbert, A.G.W. Cameron. Can. J. Phys. 43 (1965) 1446.

REALITY OF PERIODIC COMPONENTS IN GAMMA BACKGROUND SIGNALS IN CHORNOBYL EXCLUSIVE ZONE

A. D. Skorbut

*Institute for Safety Problems of Nuclear Power Plants, National Academy of Science of Ukraine,
Chornobyl, Kyiv region, Ukraine*

In recent years, there has been an active discussion about observations of the variability of radioactive decay half-life in time. The positions of opponents today are expressed in [1], and supporters in [2]. The report provides additional data about observations of such effects.

About the existing periodical, in the first place daily, changes in signals of the Automated System of Radiation Control (ASRC) in the Chornobyl exclusion zone it was informed many times. Including, in [3, 4, 5] the detailed analysis was made about an assumption, that observed peculiarities of the ASRC signals are not the equipment effects, that is not the reaction of equipment to the changes of the environment.

We analyze here the data of regular measurements of the automated gamma radiation background control system in the exclusion zone around the destroyed 4th power unit of Chornobyl (Ukraine). In Fig. 1 it is shown the results of the monitoring for 2017 as regular hourly measurements of the gamma field dose rate characteristics (count rates). On such a scale they look like a usual noise signal with elevated variability in summer.

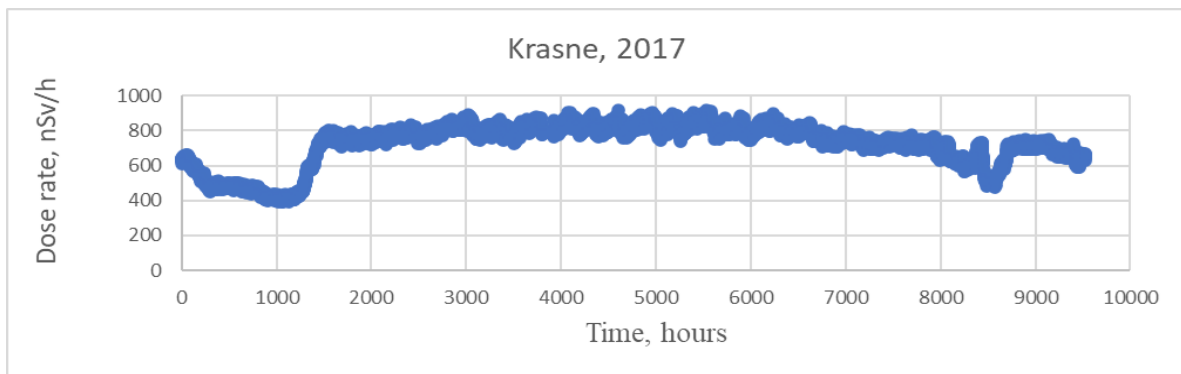


Fig. 1. Gamma background for observation post “Krasne” in 2017.
In summer months there is elevated variability of the signal.

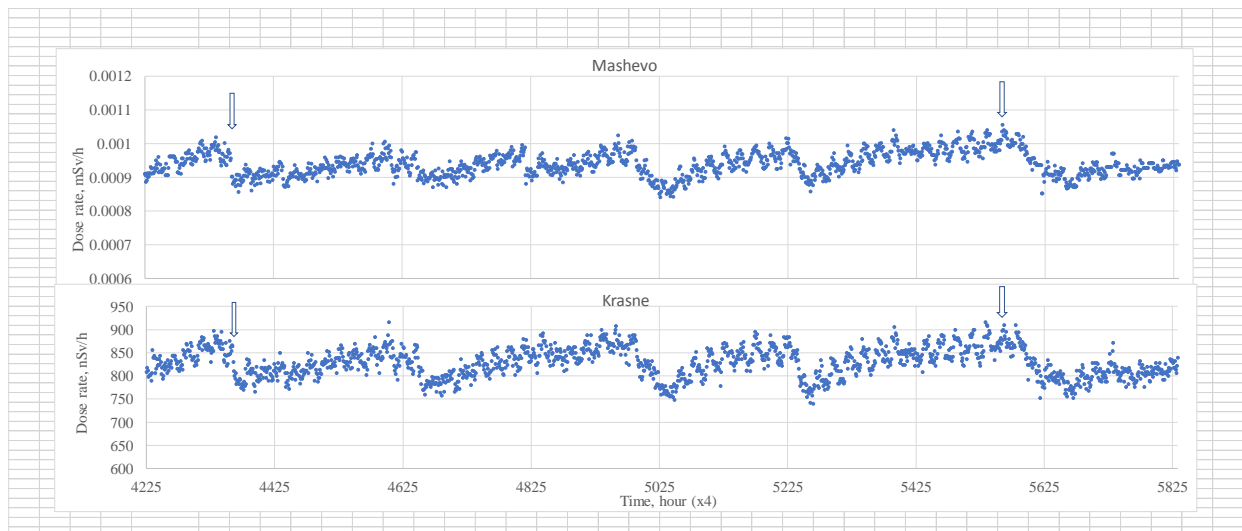


Fig. 2. Comparison of the signal from the ASRC observation posts Krasne and Mashevo for the same dates (26.06.2017 - 01.09.2017). Small peaks are the diurnal course. The arrows correspond to the same dates (01.07.2017 14:00, and 20.08.2017 14:00).

But if you look at them on a greater scale (Fig. 2), then it's obvious, that in summer months the signal has an absolutely regular appearance. First of all, the small peaks of the daily course are clearly visible. Then, these data reveal the appearance of unusual aperiodic components, which have the form of “saw teeth”. The signal with such a form was observed in the summer months. Approximately from November to March the daily course, as well as “saw teeth”, which modulate them, disappeared.

In Fig. 2 as an example, it is shown the part of Fig. 1, the signal received in July - August 2017, which has the form of the diurnal changes, modulated by the “teeth of the saw”. The last modulation is aperiodic, ranging from 6 to 8 days. The number of days in teeth is easily checked in Fig. 2 by counting the number of diurnal peaks.

In order to check the hypothesis that the observed effects are occasional, the signals from two observation posts, which are placed at a distance of some kilometers one from another, have been analyzed. It is seen that signals are practically identical, which rejects the assumption about appearing such ‘saw teeth’ (and daily peaks also) by chance.

We believe that the nonrandom variability of ASRC signals is indisputable. However, the question still remains either in these experiments the influence of unknown cosmophysical factors on *the decay rate* is observed, or the *contribution* of external factors such as *cosmic rays to the signal* is observed.

Conclusions. In gamma background signals long set data, besides diary changes, the unusual components like “saw teeth” were discovered: the signal is growing during 6 - 8 days, and then sharply falls during 1 - 2 days. Further, the process is repeated. Based on [3 - 5], where even for diurnal changes the possibility that this is an equipment effect is rejected, the influence of environmental conditions in the form of ‘saw teeth’ is even more unlikely. Thus, the observed *variability of ASRC signals is not the result of incorrect measurements but is a property of the signal himself.*

In recent years, there has been an active discussion about observations of the variability of radioactive decay half-life in time. In combining our data with literature data [1 - 2], it is also possible to assume, that *the factor, which causes such variability, is placed outside the Earth. For instance, such properties may have streams of cosmic rays, manifestations of which are fixed by ASRC equipment.*

1. S. Pommé, K. Pelczar. Eur. Phys. J. C 80 (2020) 1093.
2. M.H. McDuffie et al. arXiv:2012.00153 (2020).
3. A. Skorbun et al. Nuclear Power and the Environment 2(14) (2019) 39.
4. A. Skorbun, O. Kuchmagra, B. Sploshnoy. In: XXVII Annual Scientific Conference of the Institute for Nuclear Research, Kyiv, 21 - 25 September 2020 (Kyiv, 2020) p. 113.
5. A. Skorbun. [Anomalies in Radioactive Half Period: New Look. HAL Science Ouverte. Preprint. 2021. 12 p.](#)

АВТОМАТИЧНЕ УЗГОДЖЕННЯ ГАММА-СПЕКТРІВ З РІЗНИМ КАЛІБРУВАННЯМ ПО ЕНЕРГІЇ

О. М. Соколов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

При порівнянні або підсумовуванні групи експериментальних γ -спектрів, що можуть мати різні калібрування по енергії, зазвичай виникає необхідність узгоджувати сітки аргументів, на яких вони отримані [1]. У роботі запропоновано процедуру автоматичного перетворення робочого спектра при перекладі його з однієї шкали каналів на іншу шкалу, при якій відбувається приведення робочого спектра до одного, загального для групи спектрів, «базового» калібрування по енергії. Особливість методу полягає в тому, що при цьому знати саме калібрування по енергії не обов'язково. Метод демонструється на прикладі спектрів первинних γ -квантів під час захоплення теплових нейтронів ядрами природного нікелю.

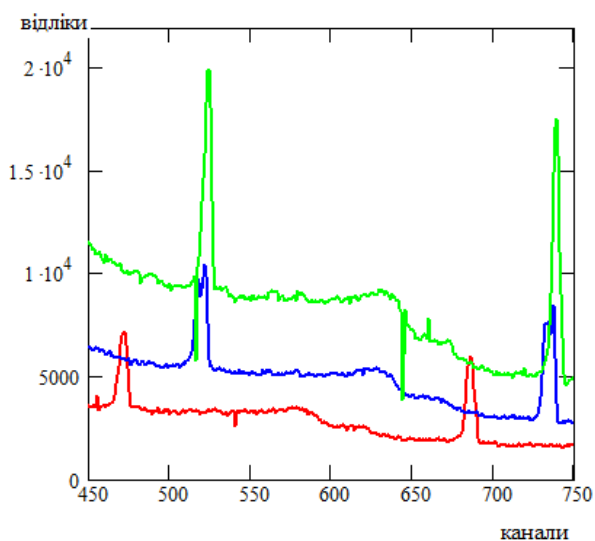


Рис. 1. Три спектра з різними калібруваннями по енергії (частина шкали каналів, «червоний» спектр обрано як базовий).

припасування за МНК (методом найменших квадратів) до частини базового спектра. Шукаємо варіант зсуву, що дає найкращий збіг. Якщо ділянка спектра містить характерні елементи (піки), то перетворення, що дає найкращий збіг, чітко виділятиметься на тлі інших варіантів. Ця властивість перевіряється в програмі за допомогою спеціального критерію [2]. При його виконанні програма на основі знайденого зсуву формує пару в таблиці відповідних каналів. За положення ділянки приймається її середина (k_1). За парний канал приймається $k_2 = k_1 + (\text{знайдений зсув})$. Складається перша пара 1-(k_1, k_2). Далі відбувається перехід до наступної ділянки. Зсув приблизно відомий за попереднім кроком. Тому перебір варіантів зсуву менший. Знову виконується припасування за МНК, відбирається кращий варіант і формується пара 2-(k_1, k_2) і т.д. Якщо чіткого мінімуму немає, то ділянка пропускається та програма переходить до наступної ділянки. На кожній ділянці (локально) маємо лінійну залежність між каналами, але таблиця пар каналів передасть і нелінійну залежність між каналами робочого та базового спектрів.

За отриманим набором пар відповідних каналів у програмі будується кусочно-лінійна залежність між каналами $k_2 = f(k_1)$. Після цього, перетворення робочого спектра на калібрування «базового» спектра проводиться за процедурою «пересипання», описаної в [3].

На етапі порівняння ділянок робочого та базового спектрів проводиться облік ефекту згладжування спектра при процедурі пересипання. Програмі задаються два спектри, робочий і базовий, і вона в автоматичному режимі переводить робочий спектр у калібрування базового. Результат такого перетворення показано на рис. 2.

Метод реалізований у програмі Sp2Sp. На першому етапі програма надає можливість візуально оцінити спектри, вибрати базовий, в калібрування якого будуть переводитися інші спектри серії (рис. 1). Для встановлення зв'язку між каналами двох спектрів, можливо нелінійної, треба сформувати набір пар каналів у базовому та робочому спектрах, що відповідають одній і тій же енергії.

Таблицю пар каналів програма будує сама, автоматично, виконуючи наступний алгоритм. Весь діапазон каналів робочого спектра розбиваємо на ділянки по 100 каналів, трохи відступивши від початку. (Якщо каналів 4096, то ділянок ~ 40).

Особливо важлива перша ділянка. Пробуємо зрушення різної величини (можливе і розтягнення), і для перетвореної ділянки проводимо

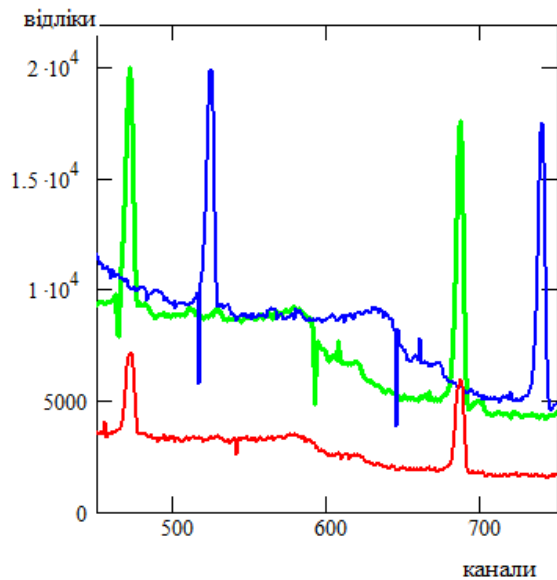


Рис. 2. «Синій спектр перейшов у «зелений». Його калібрування тепер подібне до калібрування «червоного».

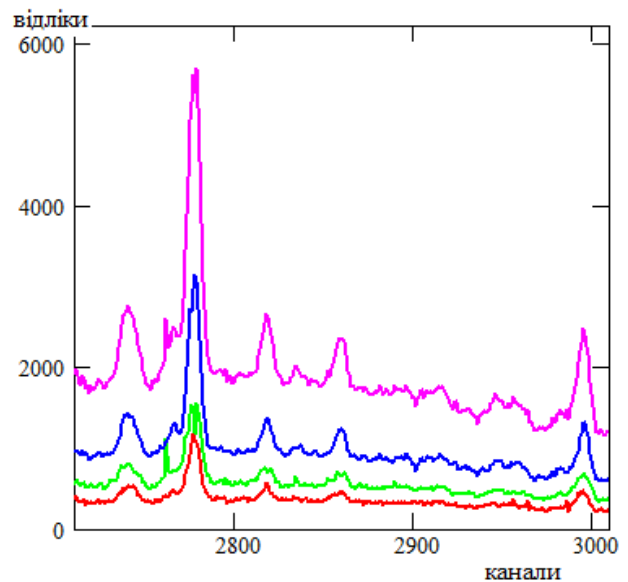


Рис. 3. Три спектра, перетворених до калібрування «базового», і сума їх.

Коли базовий спектр вже обрано і перший із спектрів серії вже перетворено, обробка чергового спектра серії виконується аналогічно. Для чергового робочого спектра формується набір каналів, парних з каналами «базового» спектра і далі виконується побудова залежності між каналами, «пересипання» робочого спектра, додавання перетвореного спектра до суми спектрів. Отримані результати підсумовування (результат для ділянки шкали каналів) показано на рис. 3.

1. Д. Райли и др. *Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов* (Москва: Бином, 2000) 720 с.
2. А.М. Sokolov. Approach to Gamma Spectrum Analysis when Energy Calibration is Unknown. In: *Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy. Proc. of the 4-th Int. Conf., Kyiv, Ukraine, September 3 - 7, 2012* (Kyiv, 2013) p. 580.
3. В.И. Третяк. TS2 – диалоговая система обработки одномерных спектров. Препринт Ин-та ядерных исслед. НАН Украины КИЯИ-90-35 (Киев, 1990) 23 с.

АНАЛІЗ СИГНАЛІВ У ЕКСПЕРИМЕНТІ АМоRE

Н. В. Сокур

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Питання природи нейтрино є одним із сучасних пріоритетів фізики елементарних частинок. Із попередніх досліджень із сонячними нейтрино [1] відомо про наявність у нього маси, а також було отримано співвідношення мас нейтрино різних поколінь. Однак відповіді, який із теоретичних описів нейтрино, теорія Дірака чи теорія Майорани, вірний, досі немає. Допомогти з'ясувати це може процес, що зветься безнейтринним подвійним бета-розпадом.

АМоRE (Advanced Mo-based Rare process Experiment) – дослідження з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ^{100}Mo з використанням низькотемпературних скінтіляційних болOMETРИЧНИХ детекторів із кристалами молібдатів. Такий детектор зчитує одночасно тепловий і світловий сигнали, що покращує ідентифікацію частинок. У 2019 р. було опубліковано результати першої стадії дослідження АМоRE-pilot [2], де було використано скінтіляційні кристали молібдатів кальцію ($^{48}\text{Zr}^{100}\text{MoO}_4$) загальною масою 1,9 кг. Наразі триває друга стадія дослідження АМоRE-I із кристалами молібдатів кальцію та літію ($\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$) масою ~ 6 кг та масою збагаченого ^{100}Mo ~ 3 кг. Вдалося досягти фону в області Q -значення на рівні 10^{-3} відліків/кеВ/кг/рік. Поточною метою є зменшення фону та покращення енергетичної роздільної здатності. Наступна стадія дослідження АМоRE-II проводитиметься із 200 кг маси кристалів [3]. Бажаний рівень фону становить 10^{-5} відліків/кеВ/кг/рік. З таким фоном дослідження буде чутливим до ієрархії мас нейтрино, а саме має проявити себе обернена схема мас.

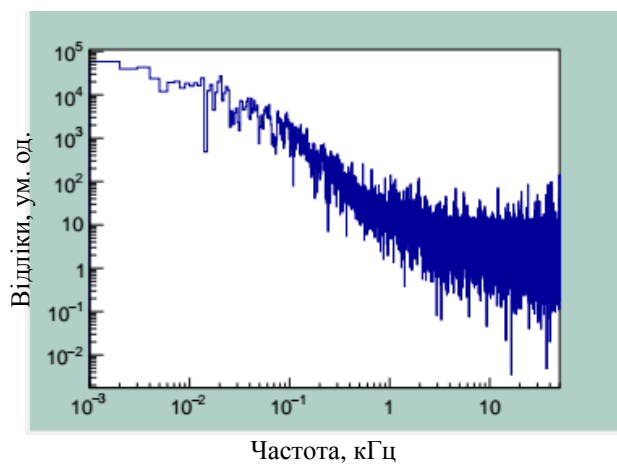


Рис. 1. Фур'є-спектр теплової базової лінії із кристала $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$.

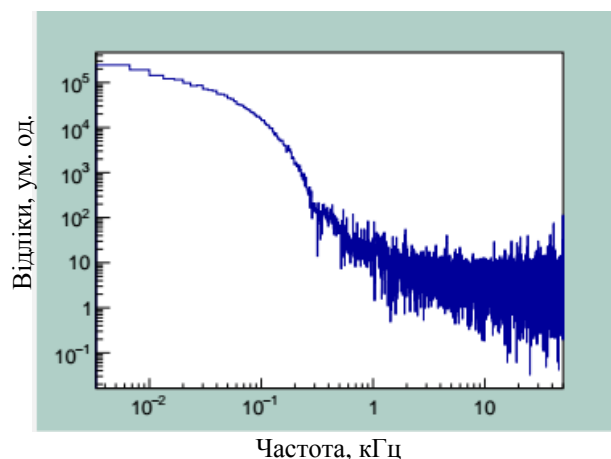


Рис. 2. Фур'є-спектр теплового сигналу із кристала $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$.

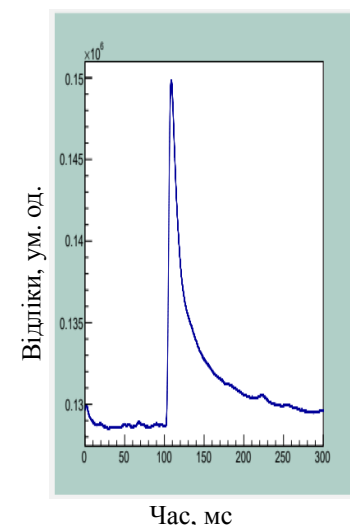


Рис. 3. Приклад теплового сигналу із кристала $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$.

Дана робота містить результати аналізу теплових та світлових сигналів, відкидання випадкових збігів подій. Вивчається робота різних фільтрів, щоб досягти якомога вищого відношення сигнал/шум, що особливо стосується світлового сигналу у зв'язку з його великою зашумленістю. Зокрема, досліджується застосування швидкого Фур'є-перетворення в методі оптимального фільтра та застосування фільтра Батерворта. Приклад застосування перетворення Фур'є зображено на рис. 1 та 2. У нижній частині частотного спектра ($< 3 \cdot 10^{-1}$ кГц) на рис. 2 помітно вплив теплового сигналу, зображеного на рис. 3. Очікується, що покращення роботи фільтрів підвищить енергетичну роздільну здатність детекторів, що суттєво зменшить фон в області виникнення гіпотетичного піка від безнейтринного подвійного бета-розпаду ^{100}Mo .

1. Q.R. Ahmad et al. Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ^8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory. Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 071301.
2. V. Alenkov et al. First results from the AМоRE-pilot neutrinoless double beta decay experiment. Eur. Phys. J. C 79 (2019) 791.
3. V. Alenkov et al. Technical Design Report for the AМоRE $0\nu\beta\beta$ Decay Search Experiment. arXiv:1512.05957 [physics.ins-det].

МАКЕТУВАННЯ ЦИФРОВОГО АНАЛІЗАТОРА ІМПУЛЬСНИХ СИГНАЛІВ

Р. Ю. Чаплинський, М. І. Доронін, Т. В. Микитюк, Е. Є. Петросян

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Аналізатори імпульсних сигналів – основа сучасних спектрометричних трактів детекторів іонізуючого випромінювання. Основними перевагами саме цифрових аналізаторів імпульсних сигналів (ЦАІС) перед класичними аналоговими аналізаторами є підвищена пропускна здатність, надійність та стабільність характеристик, можливість більш точного налаштування і як результат отримання кращої роздільної здатності. Тому цифрові аналізатори знайшли широке застосування в наукових дослідженнях, для моніторингу стану ядерних установок в тому числі і на ядерних електростанціях, в екології, контролі радіоактивності ґрунту, води та їжі.

Проте активні дослідження та розробки в області ЦАІС продовжуються [1] і найкращі промислові зразки сучасних аналізаторів – вкрай складні та дорогі прилади ядерної електроніки [2, 3]. Однак завдяки досягненням в області мікросхем зокрема ПЛІС та АЦП з'являється можливість розробки одноплатних ЦАІС на декількох мікросхемах з характеристиками, що задовольняють сучасні вимоги до аналізаторів навіть для детекторів на основі кристалів з особливо чистого германію. Тому метою роботи є розробка і експериментальне дослідження роботи програмного забезпечення (ПЗ) ЦАІС для ПЛІС та ПК за допомогою плат налаштування АЦП (AD6645), ПЛІС (Spartan 6) та генераторів сигналів JDS-2900 і NZ635/B. Таким чином можна верифікувати можливість реалізації сучасного ЦАІС на доступних моделях мікросхем ПЛІС та АЦП.

Завдяки математичній простоті і задовільним характеристикам за результатами моделювання [4] для подальшої реалізації був вибраний алгоритм трапецієвидного формування. У розробленому програмному забезпеченні (ПЗ) для ПЛІС та ПК було реалізовано три режими накопичення і передача даних з АЦП на ПК: у вигляді осцилограми, сформованого сигналу та амплітудного спектра. Вбудоване програмне забезпечення ПЛІС написано на Verilog HDL та VHDL, для керування ЦАІС з ПК було розроблено консольне ПЗ на мові програмування Java SE 8.

На рис. 1 зображено виміряні залежності роздільної здатності від тривалості плоскої вершини (FT) та часу формування (RT) цифрового трапецієвидного фільтра. Підвищення тривалості плоскої вершини призводить до поліпшення ПШПВ у результаті стабілізації значення плоскої вершини внаслідок усереднення (рис. 2). Підвищення тривалості плоскої вершини більше 1 мкс не поліпшує ПШПВ (див. рис. 1). Тому, зафіксувавши тривалість плоскої вершини на рівні 1 мкс, було виміряно залежність ПШПВ від тривалості переднього фронту трапецієвидного вихідного сигналу. У результаті було отримано найкращу ПШПВ 0,5 кеВ при RT 8 мкс. Розмірність шкали 1-й канал – 40 кеВ, канал 16384-й – 3 МеВ. Корекція компенсації полюса сформованого сигналу проводилася при зміні кожного параметра цифрового фільтра.

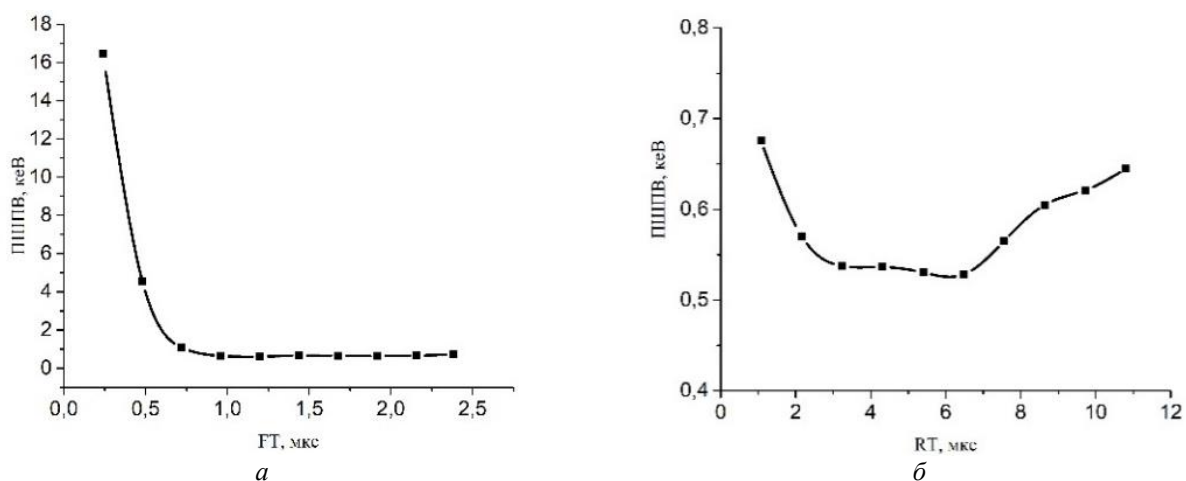


Рис. 1. Залежність роздільної здатності від тривалості – плоскої вершини (FT) та переднього фронту (RT) трапецієвидного формування сигналу від генератора.

Інтегральна нелінійність вимірювалася накопиченням 10-ти моноенергетичних спектрів від генератора NZ635/B з частотою 50 Гц по 10000 імпульсів в піку. У результаті інтегральна нелінійність цифрового тракту не перевищувала 0,021 %, що відповідає вимогам до АЦП та сучасним ЦАІС [2, 3] (рис. 3).

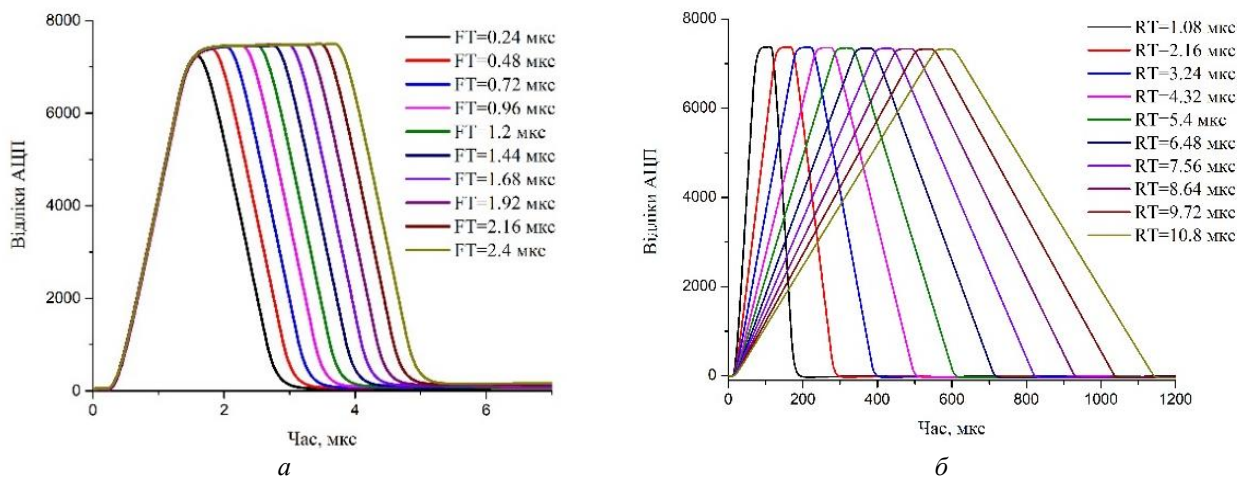


Рис. 2. Вихідний сигнал трапецієвидного фільтра зі змінною тривалістю плоскої вершини (FT) та часу формування (RT).

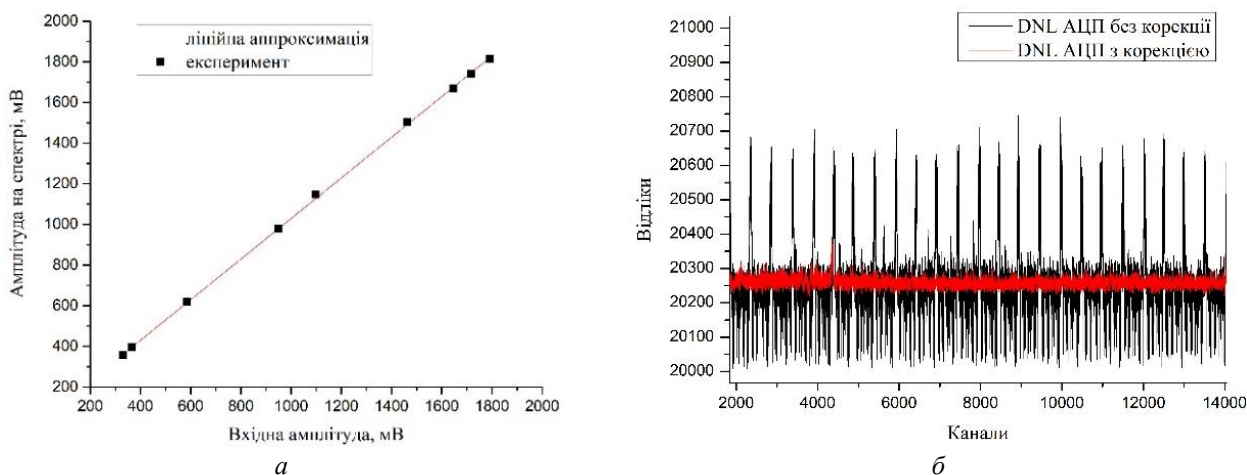


Рис. 3. Інтегральна (а) та диференційна (б) нелінійності.

Диференційна нелінійність (DNL) вимірювалася побудовою спектра трикутного вхідного сигналу частотою 4 кГц амплітудою 3 В від JDS-2900 з 370 мільйонів вибірок АЦП. Результати показують наявність піків диференційної нелінійності з періодом 512 каналів, що викликано архітектурою мікросхеми AD6645. Лінеаризація диференційної нелінійності відбувається завдяки спеціально розробленому алгоритму корекції, який корегує сигнал до трапецієвидного формування, що зменшує DNL АЦП до рівня значно менше 1 % (див. рис. 3, б).

Розроблено ПЗ ПЛІС та ПК для реалізації ЦАІС. Макетування та вимірювання роздільної здатності, інтегральної та диференційної нелінійності доводять можливість реалізації одноплатного аналізатора на доступній елементній базі з характеристиками не гірше складних та дорогих закордонних аналогів.

1. A.T. Susanto et al. A systematic literature reviews of multichannel analyzer based on FPGA for gamma spectroscopy. J. Phys.: Conf. Ser. 1528 (2020) 012016.
2. Lynx II. Digital Signal Analyzer. <https://www.mirion.com/products/lynx-ii-digital-signal-analyzer>.
3. ORTEC. DSPEC 50/502. Digital Signal Processing Gamma Spectrometer. <https://www.ortec-online.com/-/media/ametektorc/brochures/d/dspec-50-a4.pdf?la=en&revision=8d47398c-686b-44d0-9e97-0e6d3406f62d>.
4. Р.Ю. Чаплинський та ін. Дослідження цифрових алгоритмів формування спектрометричного сигналу гамма-спектрометрів на основі германієвих детекторів. У кн.: Міжнародна конференція. Ужгородська школа з атомної фізики та квантової електроніки до 100-річчя від дня народження професора Івана Прохоровича Записочного. Зб. матер. конф. Ужгород, 26 - 27 травня 2022 (Ужгород, 2022) с. 99.

RMS-R3 – СИСТЕМА КОНТРОЛЮ ОБЛАСТІ СВІТИМОСТІ ТА ФОНУ В ЕКСПЕРИМЕНТІ LHCb (CERN)

**С. Б. Чернишенко¹, В. М. Добішук¹, В. О. Кива¹, О. Ю. Охріменко¹,
В. М. Пугач¹, Ф. Алессіо², Г. Корті², Х. Шіндлер²**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна
² Європейська організація ядерних досліджень, Женева, Швейцарія

Представлено результати аналізу даних системи радіаційного моніторингу RMS-R3 у модернізованому експерименті LHCb (CERN) [1]. У новій серії фізичних вимірювань (RUN 3) номінальна світність експерименту в режимі зіткнення протонних пучків при енергії 13.6 TeV сягає $1,5 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Функціональні характеристики RMS-R3 забезпечують у реальному часі моніторинг стабільності умов експерименту, зокрема світності та положення області взаємодії адронів, як у колайдерному режимі, так і з використанням фіксованої газової мішені.

У даній роботі акцент зроблено на застосуванні даних RMS-R3 для моніторингу положення області взаємодії адронів IP-8 (LHCb). Використовуючи методіку, розроблену для експерименту HERA-B [2], виконано аналіз тривимірних розподілів асиметрії відгуків сенсорів RMS-R3, розташованих перед вершинним детектором VELO зверху, знизу та зліва, справа відносно осі пучків Великого Адронного Колайдера (ВАК) (рис. 1) на відстані 2,2 м від номінальної точки взаємодії IP-8 (LHCb).

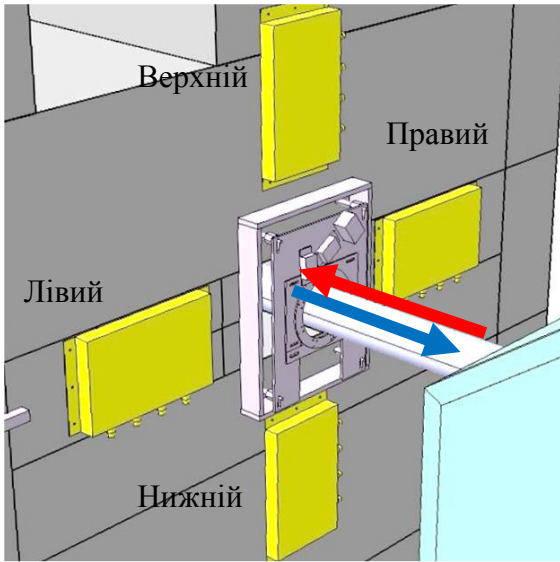


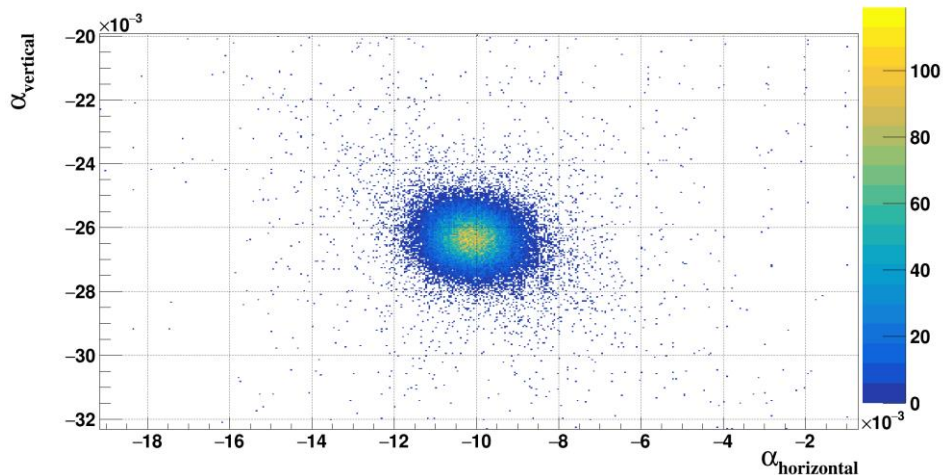
Рис. 1. Схематичне зображення розташування детекторних модулів (зображені жовтим кольором) системи RMS-R3 в експерименті LHCb. Червона та синя стрілки показують напрямки пучків ВАК.

Асиметрії розраховано за формулою

$$A_{ij} = (R_i - R_j)/(R_i + R_j),$$

де R_i та R_j – кількість відгуків сенсорів i та j , які відповідають парам (Верхній - Нижній) або (Лівий - Правий).

На рис. 2 наведено приклади таких розподілів для різних умов експерименту. Як видно з рис. 2, абсолютні значення асиметрій потоків частинок дуже малі (на рівні 10^{-3}), а отже спостерігати їх можливо лише за умови відповідної стабільності роботи всієї системи вимірювань. Саме таку стабільність роботи продемонструвала RMS-R3, розроблена та створена в ІЯД НАН України за фізико-технічними принципами роботи металевих-фольгових детекторів [3]. Результати аналізу даних, подібних представленим на рис. 2 (пробні запуски експерименту LHCb – зіткнення протонних пучків у різних умовах) та рис. 3 (зіткнення протонного пучка з ядрами фіксованої газової мішені SMOG2 [4]), свідчать про можливість моніторингу просторового розподілу подій взаємодії пучків та інтерпретації результатів аналізу як зміщення області взаємодії пучків один з одним та з системою SMOG2.



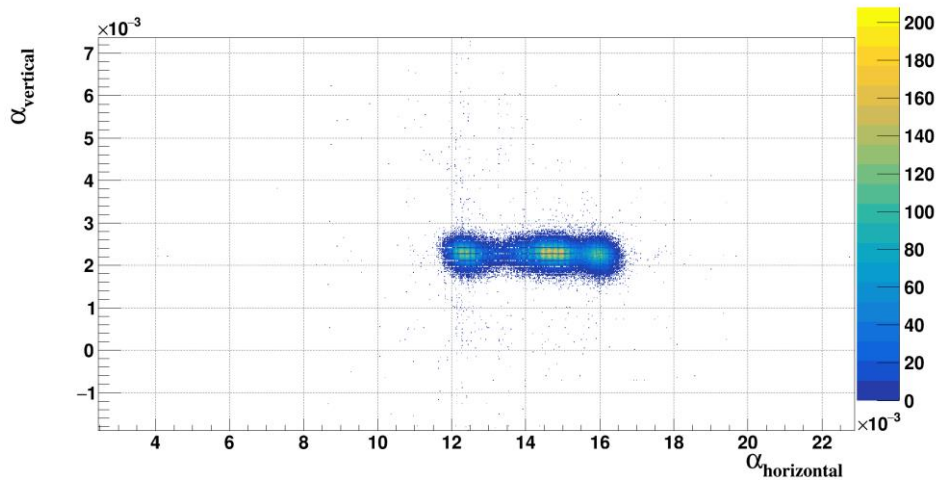


Рис. 2. Розподіл асиметрій відгуків сенсорів RMS-R3, розташованих зліва - справа $\alpha_{\text{horizontal}}$ та зверху - знизу α_{vertical} відносно осі пучків ВАК в експерименті LHCb.

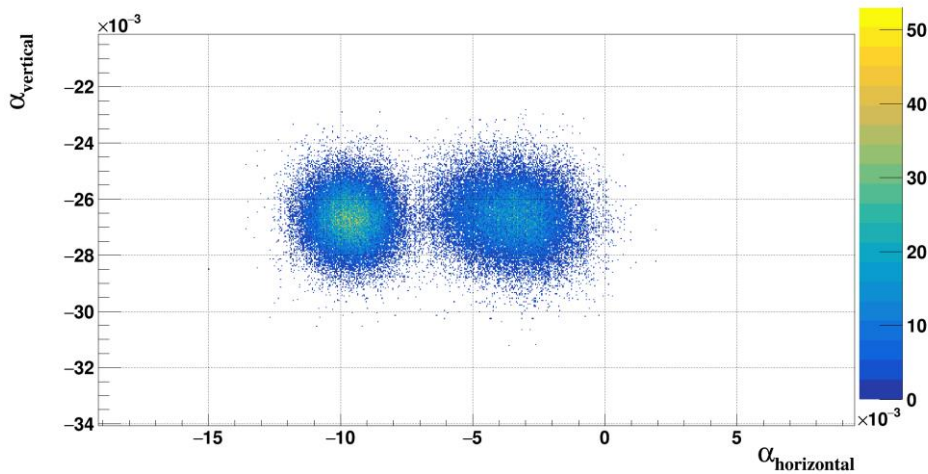


Рис. 3. Розподіл асиметрій відгуків сенсорів RMS-R3 при зіткненні протонного пучка з ядрами фіксованої газової мішені SMOG2.

Важливою частиною роботи є висновки щодо контролю положення області взаємодії та використання RMS-R3 як системи, що попереджає нештатні ситуації такі, як зміщення точки взаємодії, підвищення світимості, неконтрольоване зміщення пучків тощо.

1. F. Alessio. (LHCb Collaboration). The LHCb Upgrades for Run3 and Run4. In: [ICHEP2020, Prague, Czech Republic, 28 July, - 06 August, 2020](#).
2. C. Hast et al. HERA-B Internal Target. Nucl. Instr. Meth. A 354 (1995) 224.
3. V. Pugatch et. al. Radiation Monitoring System for LHCb Inner Tracker. Ukr. J. Phys. 54 (2009) 418.
4. LHCb Collaboration. LHCb SMOG Upgrade. Technical Design Report. CERN-LHCC-2019-005. LHCb-TDR-020 (CERN, 2019) 63 p.

ПРОБЛЕМИ ЗВІЛЬНЕННЯ РАДІОАКТИВНИХ МАТЕРІАЛІВ
ВІД РЕГУЛЮЮЧОГО КОНТРОЛЮ ТА ШЛЯХИ ЇХНЬОГО ВИРІШЕННЯ

Д. М. Бондарьков¹, В. В. Костенко², В. М. Дубас², Є. М. Яковенко², А. М. Максименко³,
С. П. Гащак³, В. М. Глигало³, М. Д. Бондарьков³, А. М. Саврасов¹

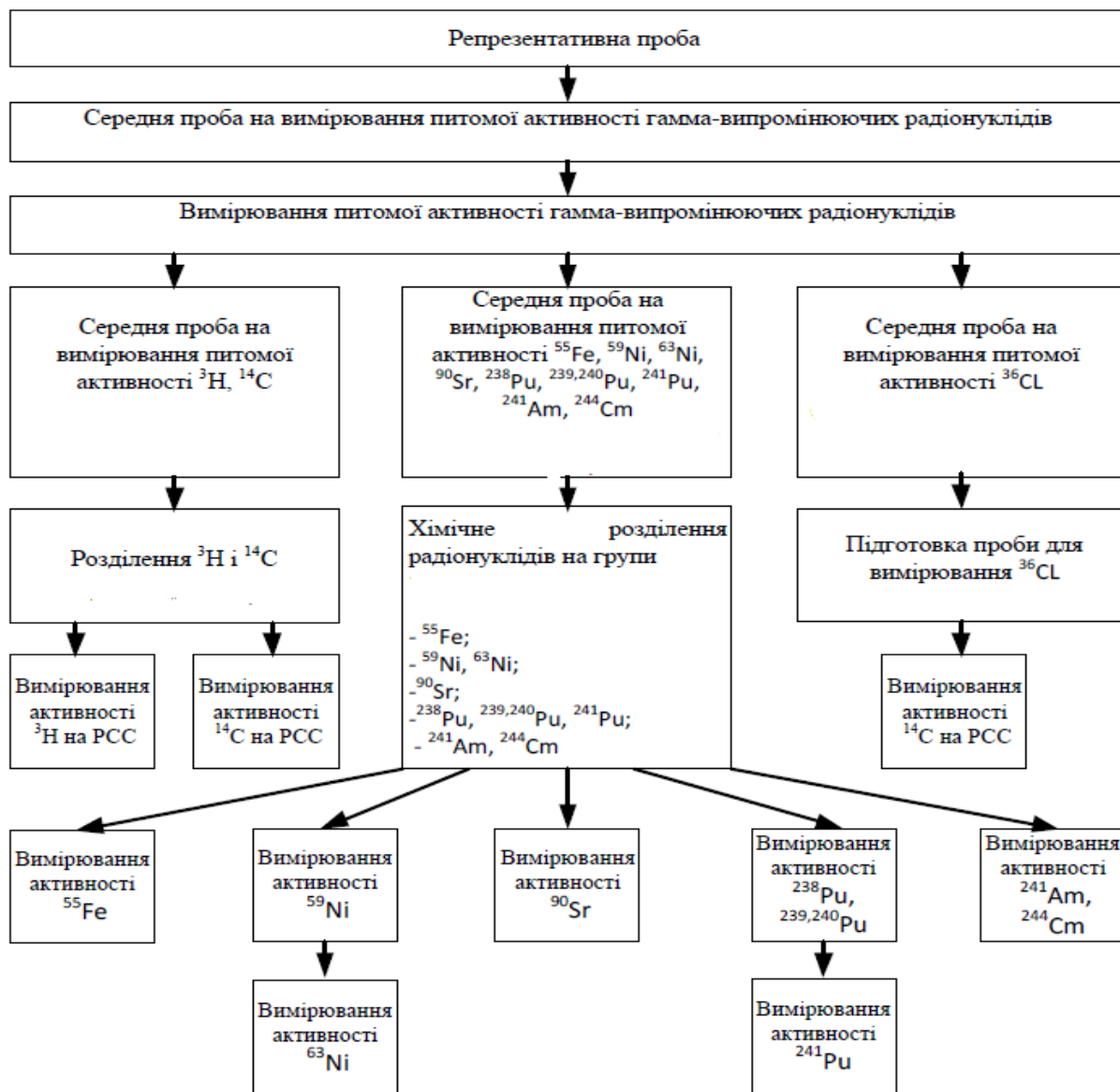
¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² ДП НАЕК «Енергоатом», Київ, Україна

³ ДНДУ «Чорнобильський центр з проблем ядерної безпеки, радіоактивних відходів та радіоекології»
ДАЗВ України, Славутич, Київська обл., Україна

При роботі АЕС утворюється велика кількість радіоактивних матеріалів (РМ), в яких присутні радіонукліди, активності яких необхідно знати, для того щоб звільнити дані матеріали від контролю регулюючих органів. Проблемою є те, що перелік радіонуклідів, для яких встановлено значення рівнів звільнення, складається з 258 радіонуклідів [1]. Тому вимірювання активностей кожного з них є складним і важкоздійсненним завданням. У той же час очікується, що лише деякі з них визначатимуть активності РМ, що підлягають звільненню у відокремленому підрозділі (ВП) АЕС. Тому актуальним є завдання розробки методу характеристики РМ, що дозволить визначати активності лише окремих радіонуклідів.

Було розроблено методику характеристики радіоактивних матеріалів АЕС [2], які підлягають звільненню від регулюючого контролю, що поширюється на матеріали, утворені в зоні суворого режиму АЕС та які не віднесені у встановленому порядку до радіоактивних відходів.



Загальна схема досліджень проб РМ. РСС – рідинний сцинтиляційний спектрометр.

Характеризація проводиться у два етапи. На першому етапі (попередня характеристика) збирають інформацію про РМ, визначають РМ, що підлягають звільненню, визначають попередні потоки РМ та встановлюють границі формування попередніх потоків на відокремленому підрозділі АЕС. На другому етапі характеристика вимірюють радіаційні та радіологічні характеристики РМ включаючи відбір проб, проводять обробку результатів вимірювання та згідно з отриманими результатами визначають необхідність попередньої обробки РМ (дезактивація, витримка, сегментація, сортування).

Метою проведення робіт є встановлення та періодичне підтвердження переліків контрольованих радіонуклідів, ключових радіонуклідів, нуклідних векторів, коефіцієнтів масштабування з попереднім використанням отриманих даних для математичного обчислення важковимірюваних ізотопів при визначенні радіаційних характеристик РМ.

Обґрунтування переліку таких радіонуклідів виконується вилученням із загального переліку тих, що а) мають дуже малі періоди напіврозпаду, або б) утворюються у наднизькій кількості у теплоносії, або в) утворюються у наднизькій кількості в ядерному паливі водо-водяного енергетичного реактора (ВВЕР).

У подальшому проводяться експериментальні дослідження згідно зі схемою (рисунок). За їхніми результатами фіксуються межі та параметри потоку.

Дослідження середніх проб починають з вимірювання питомої активності гамма-випромінюючих радіонуклідів штучного і природного походження. Після вимірювання цієї активності від репрезентативних проб або від лічильних зразків відбирають окремі середні проби для вимірювання активності важковимірюваних радіонуклідів ^3H , ^{14}C , ^{36}Cl , ^{55}Fe , $^{59,63}\text{Ni}$, ^{90}Sr , ^{238}Pu , $^{239,240}\text{Pu}$, ^{241}Pu , ^{241}Am , $^{243,244}\text{Cm}$.

Базуючись на отриманих даних здійснюється характеристика РМ та встановлюються контрольні радіонукліди, з оцінки активності яких приймається рішення про виведення цих РМ з-під контролю регулюючих органів.

1. Гігієнічні нормативи «Рівні звільнення радіоактивних матеріалів від регулюючого контролю». Затверджені постановою Головного санітарного лікаря України від 30.06.2010 № 22.
2. Методика характеристики радіоактивних матеріалів ВП АЕС ДП «НАЕК «Енергоатом».

ВИБІР КОНСЕРВАТИВНИХ УМОВ ПРИ АНАЛІЗІ БЕЗПЕКИ РЕАКТИВНІСНОЇ АВАРІЇ НА РБМК-1000

В. І. Борисенко, В. В. Горанчук

Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна

У нашій попередній доповіді [1] на XXVIII щорічній науковій конференції ІЯД НАН України було представлено модель реактивнісної аварії на РБМК-1000 з врахуванням підігріву теплоносія у технологічному каналі (ТК) без його пароутворення. У представлених тезах цього річної доповіді наведено результати аналізу реактивнісної аварії на РБМК-1000 на моделі, яка удосконалена і враховує пароутворення теплоносія у ТК, а також досліджено вплив температури графіту на зміну реактивності під час аварії внаслідок розвитку якої 26.04.1986 р. було зруйновано РБМК-1000 енергоблока № 4 Чорнобильській АЕС. Удосконалення стосуються коректного визначення й інших важливих параметрів моделі. Перш за все, це цифрові значення коефіцієнтів реактивності за температурою палива (КРТП) і за густиною теплоносія (КРГТ) з урахуванням його пароутворення, а також відповідні постійні часу, згаданих ефектів реактивності.

Динамічну модель РБМК-1000 [2, 3] побудовано на основі рівнянь кінетики ядерного реактора з урахуванням зміни реактивності реактора. Реактивність реактора змінюється внаслідок як зовнішнього впливу (переміщення органів регулювання системи управління та захисту (ОР СУЗ); зміни температури теплоносія на вході в реактор), так і внаслідок дії зворотних зв'язків. У моделі реактивнісної аварії зворотній зв'язок за реактивністю (1) враховується через температуру палива, густину теплоносія, концентрацію ^{135}Xe , температуру графіту:

$$\Delta\rho(t) = \Delta\rho_{\text{СУЗ}}(t) + \frac{\partial\rho}{\partial\gamma_T} \Delta\gamma_T(t) + \frac{\partial\rho}{\partial T} \Delta T(t) + \frac{\partial\rho}{\partial X_e} \Delta X_e(t) + \frac{\partial\rho}{\partial T_c} \Delta T_c(t) \dots, \quad (1)$$

де $\Delta\rho_{\text{СУЗ}}(t)$ – реактивність, введена за рахунок переміщення ОР СУЗ; $\frac{\partial\rho}{\partial\gamma_T}$ – КРГТ; $\frac{\partial\rho}{\partial T}$ – КРТП;

$\frac{\partial\rho}{\partial X_e}$ – коефіцієнт реактивності за концентрацією ^{135}Xe ; $\frac{\partial\rho}{\partial T_c}$ – коефіцієнт реактивності за температурою графіту; $\Delta\gamma_T(t)$, $\Delta T(t)$, $\Delta X_e(t)$, $\Delta T_c(t)$ – зміна середньої густини теплоносія, середньої температури палива, концентрації ^{135}Xe , і середньої температури графітової кладки відповідно.

Тиск у контурі циркуляції теплоносія враховується у моделі за результатами зафіксованих даних під час аварії. Температура теплоносія на вході в реактор безпосередньо не фіксувалася, тому досліджено її вплив на хід аварії в широкому діапазоні її зміни: від температури насичення, до значення ($T_{\text{нас}} - 10$ °С).

При виборі методів і засобів проведення аналізу безпеки ядерної установки згідно з міжнародними рекомендаціями і вимогами НТД України необхідно дотримуватися консервативного підходу. Консервативний підхід полягає у тому, що під час модельних досліджень обирають такі значення параметрів моделі, що призводять до більш тяжких наслідків. Аналогічний підхід необхідно застосовувати і при виборі наближень моделювання: при виборі моделі нейтронної динаміки необхідно підтвердити консерватизм точкового, одно-, дво- або тривимірного наближення. Тому вибір консервативних параметрів моделі є важливим етапом досліджень з аналізу безпеки реакторної установки (РУ). Станом на сьогодні не існує загальноприйнятого висновку про більший або менший консерватизм різних математичних наближень, що застосовуються при аналізі безпеки РУ. Так, наприклад, фахівці ДНТЦ ЯРБ вважають [4], що моделювання реактивнісних аварій може бути виконано тільки на моделях з тривимірною кінетикою активної зони. А, наприклад, у компанії Westinghouse для аналізу безпеки РУ використовують методологію точкового наближення або одновимірної моделі активної зони. При цьому, консервативна оцінка безпеки РУ досягається за рахунок спеціального вибору параметрів зворотних зв'язків у моделі кінетики. Таким чином, щодо коректності вибору консервативних параметрів моделі реактивнісної аварії РБМК-1000 можна зробити висновок, що будь-яка модель, в якій досягаються умови руйнації палива в РБМК-1000 під час аварії 26.04.1986 р. – є консервативною, а тому така модель може бути застосована для аналізу безпеки РУ.

Консерватизм у точковій моделі реактивнісної аварії РБМК-1000 досягається за рахунок:

- вибору найменшого значення КРГТ і найменшого значення постійної часу пароутворення теплоносія;
- вибору найменшого значення КРТП і найбільшого значення теплової постійної часу твела;

Щодо впливу на хід реактивнісної аварії ефектів реактивності від зміни концентрації ^{135}Xe і зміни температури графіту, то під час аварії внесок у реактивність від названих ефектів становить $\sim 0,1\%$ за абсолютною величиною порівняно з ефектами реактивності за температурою палива і за густиною теплоносія. До того ж під час аварії зменшення концентрації ^{135}Xe за рахунок стрибкоподібного збільшення нейтронної потужності, а також зниження температури графіту, вже після руйнації ТК і потрапляння теплоносія на графітову кладку будуть вносити невелику, але позитивну реактивність. Тому для збільшення консерватизму моделі можна і не враховувати названі ефекти в зворотних зв'язках за реактивністю.

Щодо вибору консервативних значень постійних часу твела і пароутворення теплоносія. Теплова постійна часу твела РБМК для енергетичних рівнів потужності РБМК змінюється у діапазоні 9 - 10 с [2]. Постійна часу твела визначається відповідно до [2] через значення термічних опорів елементів твела (паливної таблетки, газового зазору, оболонки твела), що в свою чергу визначаються їхніми розмірами, коефіцієнтами теплопровідності UO_2 , He , Zr та їхньою залежністю від температури, а також коефіцієнтом тепловіддачі з поверхні оболонки твела.

Теплова постійна часу теплоносія РБМК для номінального рівня потужності РБМК визначається згідно з [2] і змінюється у діапазоні 10 - 11 с. Постійна часу теплоносія залежить від маси теплоносія в активній зоні реактора [2], тому її значення суттєво змінюється при роботі РБМК-1000 на різних рівнях потужності від ~ 17 с при $0,1 N_{\text{ном}}$, до ~ 10 с при $100\% N_{\text{ном}}$. При аварійному пароутворенні в ТК, наприклад до 50% по масі, постійна часу теплоносія зменшується до ~ 8 с.

Порівнюючи значення постійних часу теплоносія і твела реакторів РБМК-1000 і ВВЕР-1000, можна відзначити, що у ВВЕР-1000 постійна часу твела ~ 4 с, менше постійної часу теплоносія ~ 13 с, а в реакторі РБМК-1000 співвідношення значень постійних часу теплоносія і твела змінюються залежно від потужності реактора, а також і при аварійному пароутворенні в ТК. Відповідно в ВВЕР-1000 швидкодія ефекту Допплера переважає відповідні ефекти реактивності в теплоносії. У РБМК-1000 динамічні характеристики ефектів реактивності у паливі співмірні з ефектами реактивності у теплоносії, а при потужності більше $\sim 50\%$, або аварійному пароутворенні більше $\sim 20\%$ по масі теплоносія, швидкодія ефекту Допплера у паливі поступається швидкодії ефектів реактивності у теплоносії. Враховуючи можливі різні знаки ефектів реактивності по температурі палива і температурі теплоносія в РБМК-1000, цей факт може визначати динамічну нестійкість аварійних процесів у РБМК-1000. Тому для РБМК-1000 загальноприйнятий факт про високу швидкодію ефекту Допплера порівняно зі швидкодією інших ефектів реактивності не є достовірним, а відповідно і реактивнісні процеси в РБМК-1000 можуть розвиватися – без «самогасіння».

Дослідження на консервативній моделі реактивнісної аварії РБМК-1000 дали змогу:

- визначити мінімальне значення ефективності «кінцевого ефекту» ОР СУЗ, при якому досягаються умови руйнації палива відповідно до зафіксованої хронології подій;
- визначити суттєву залежність часу спрацювання АЗ-5 на хід аварії, а також показати необґрунтованість блокування сигналу АЗ-5 після відключення ТГ;
- визначити суттєву залежність на хід аварії рівня теплової потужності перед початком випробувань з відключенням ТГ;
- показати, що умови руйнації палива можуть бути досягнуті при критичності реактора не тільки на миттєвих нейтронах, а і на нейтронах, що запізняються.

1. В.І. Борисенко, В.В. Горанчук. Модель реактивнісної аварії РБМК-1000. У кн.: XXVIII щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Анотації до доповідей, Київ, 27 вересня - 1 жовтня 2021 р. (К., Ін-т ядерних дослідж., 2021) с. 109.
2. В.И. Борисенко, В.В. Горанчук. Определение консервативных параметров модели реактора для исследования переходных режимов работы ВВЭР-1000. Проблемы безопасности атомных электростанций и Чернобыля 20 (2013) 28.
3. В.І. Борисенко, В.В. Горанчук. Модель реактивнісної аварії РБМК-1000 енергоблоку № 4 Чорнобильської АЕС. Ядерна енергетика та довкілля 21 (2021) 39.
4. А.В. Кучин, Ю.Н. Овдиенко, В.А. Халимончук. Консервативный анализ реактивностных аварий (RIA) с использованием модели пространственной кинетики. Ядерна та радіаційна безпека 4 (2009) 10.

МОДИФІКОВАНА БАЗАЛЬТОВА ФІБРА ЯК ДОМІШКА ДЛЯ ПОГЛИНАННЯ НЕЙТРОНІВ ДЛЯ БЕТОНУ КОНТЕЙНЕРІВ ДЛЯ ВІДПРАЦЬОВАНОВОГО ЯДЕРНОГО ПАЛИВА

М. І. Голюк¹, Дж. Чепмен², О. Біланд³, А. В. Носовський¹, В. І. Гулік^{1,4}

¹ *Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна*

² *ТОВ "Continuous Engineering Solution", США*

³ *ТОВ "Uniongate", США*

⁴ *Інститут фізики Тартуського університету, Тарту, Естонія*

Представлено можливість використання модифікованої базальтової фібри як домішки, що поглинає нейтрони, в бетоні для контейнерів з відпрацьованим ядерним паливом (ВЯП). Було запропоновано та розглянуто три типи модифікованої базальтової фібри (БФ): 1) базальт-борна фібра, отримана додаванням 20 % оксиду бору до розплаву базальту; 2) базальт-гадолінієва фібра, отримана додаванням 20 % оксиду гадолінію до розчину базальту; 3) фібра базальт-бор-гадолінієва, отримана додаванням 10 % оксиду бору та 10 % оксиду гадолінію до розплаву базальту. Для оцінки зменшення нейтронного потоку при використанні модифікованої БФ було розроблено спрощену модель контейнера HI STORM 190 завантажена 31 збіркою ВЯП ВВЕР-1000, за допомогою Монте-Карло коду Serpent. Транспортування нейтронів з ВЯП моделювалося за допомогою звичайного та важкого бетону, армованого базальт-борною, базальт-гадолінієвою та базальт-бор-гадолінієвою фібрами у дозуванні 20, 40 та 60 кг/м³ бетону. Результати моделювання показали, що всі три типи модифікованої БФ успішно підвищують властивості захисту від нейтронного випромінювання контейнерів HI STORM 190, особливо для теплових та епітермальних нейтронів. Найбільш перспективні результати поглинання нейтронів було показано при використанні базальт-бор-гадолінієвої фібри. Доцільність використання бетону зі збільшеною дозою модифікованого БФ буде визначитися збільшенням вартості бетону та впливом високих доз фібри на механічні характеристики бетону.

Оскільки БФ – це продукт, отриманий з базальтового каменю, він має значну міцність. БФ – це відносно новий продукт, що активно досліджується останніми роками. БФ є екологічно безпечним і нетоксичним продуктом. Залізобетон з БФ має такі переваги: 1) висока хімічна та корозійна стійкість, 2) довговічність, 3) висока стійкість до стирання та ударів, 4) висока морозостійкість. Оскільки БФ має приблизно таку ж питому вагу, як і основні компоненти бетону, вона рівномірно розподілена по об'єму бетону, на відміну від сталевих фібри та різних типів полімерної фібри. Тому його характеристики вважаються особливо цінними в галузі атомної енергетики, де вимоги щодо довговічності конструкцій дуже жорсткі через їхній значний термін служби (близько 100 років для ядерних реакторів, включаючи час будівництва, час експлуатації, час виведення з експлуатації) та принаймні кілька сотень років для сховищ радіоактивних відходів та сховищ ВЯП. З метою дослідження радіаційно-захисних властивостей запропонованих композитних матеріалів на базі Інституту проблем безпеки АЕС та компанії Continuous Engineering Solution, Inc. створено науково-дослідну групу. Наразі ця ідея реалізується в рамках проекту мережі M-ERA.NET, що фінансується ЄС, «Розробка базальтового фіробетону, наповненого бором, для застосування у сфері поводження з ядерними та радіоактивними відходами». У рамках проекту було виготовлено зразки БФ з 6 та 12 % оксиду бору. Успішно проведено експеримент з радіаційного захисту з вимірювання поглинальної здатності нейтронного випромінювання від Pu-Be джерела нейтронів бетонними зразками, армованими базальтово-борною фіброю. Наразі тривають експерименти з визначення механічних властивостей композиційних бетонів, армованих БФ з різним вмістом оксиду бору. Варто також відзначити, що програма EUROfusion проявляє велику зацікавленість у подальшому розвитку цього напрямку. Базальт-борну фібру було обрано для дослідження потенційного застосування борованого бетону.

На основі результатів, отриманих у цій роботі, ми можемо дійти таких висновків:

1) усі три типи модифікованої БФ успішно підвищують нейтронно-захисні властивості контейнерів HI STORM 190, особливо для теплових та епітермальних нейтронів;

2) у випадку зі звичайним бетоном базальт-борна фібра у дозуванні 20 кг/м³ зменшує потік нейтронів у 4,54 раза у зовнішній поверхні бетону біологічного захисту та у 2,23 раза у повітрі після бетону

біологічного захисту. Збільшення дозування базальт-борної фібри в бетоні не дає значного поліпшення нейтронно-захисних властивостей порівняно з 20 кг/м^3 ;

3) для базальт-гадолінієвої фібри при дозуванні 20 кг/м^3 у звичайному бетоні він зменшує потік нейтронів у 5,44 раза у зовнішній поверхні бетону біологічного захисту та в 2,32 раза у повітрі після бетону біологічного захисту. Найкращі результати дає базальт-бор-гадолінієва фібра: при дозуванні 20 кг/м^3 вона зменшує потік нейтронів у 5,46 раза у зовнішній поверхні бетону біологічного захисту та в 2,37 раза у повітрі після бетону біологічного захисту. Однак збільшення дози також не значно покращує нейтронно-захисні властивості;

4) базальт-гадолінієва фібра зменшує кількість теплових нейтронів ефективніше, ніж базальт-борна фібра, хоча базальт-борна фібра працює краще в діапазоні енергій від 5^{-6} до 1^{-5} MeV. Тому можна зробити висновок, що модифікована фібро базальт-бор-гадолінієва фібра може бути оптимальним рішенням з точки зору зменшення термічних та епітеліальних нейтронів.

Результати досліджень, наведені в даній роботі, показують, що модифікована БФ може бути недорогою ефективною нейтронно-поглинаючою домішкою до бетону, яка також здатна покращити механічні та міцнісні характеристики бетону.

ВАЛІДАЦІЯ MCNP-МОДЕЛІ ФОРМУВАННЯ СТРУМУ ФОНОВОЇ ЖИЛИ ДЕТЕКТОРА ПРЯМОГО ЗАРЯДУ

В. В. Горанчук, В. І. Борисенко

Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна

Значення теплової потужності реактора (ТПР) використовується в системах контролю ВВЕР-1000 в більшості алгоритмів формування сигналів керування, блокування та захистів. Тому задача підвищення точності визначення ТПР є актуальною. Підвищення точності визначення середньозваженої теплової потужності (СЗТП) реактора можливе як за рахунок вибору оптимальних значень вагових коефіцієнтів врахування кожного із способів розрахунку ТПР: за теплотехнічними параметрами 1-го та 2-го контурів, а також за параметрами нейтронного потоку в системі внутрішньореакторного контролю (СВРК) та в апаратурі контролю нейтронного потоку (АКНП), так і за рахунок збільшення способів визначення ТПР [1]. Один з таких способів – на основі сигналів фонових жил детекторів прямого заряду (ДПЗ) СВРК ВВЕР-1000 – описано в роботі [2]. Показано принципову можливість використовувати сумарний сигнал фонових жил як окремий незалежний спосіб визначення ТПР. Для обґрунтування такої можливості необхідно детально дослідити взаємозв'язок між струмом фонові жили і потужністю в різних станах роботи реактора, а також залежно від вигорання палива й інших важливих параметрів експлуатації: температури теплоносія, концентрації борної кислоти тощо.

Для проведення такого дослідження в коді MCNP розроблено модель формування струму фонові жили ДПЗ. Модель включає: канал нейтронних вимірювань (КНВ) у складі 7 ДПЗ; центральну трубку ТВЗ в якій розміщено КНВ; тепловідільну збірку (ТВЗ) у складі 312 твелів і 18 направляючих каналів. Схему розміщення елементів ТВЗ в моделі наведено на рис. 1.

Параметри теплоносія:

- концентрація бору у воді 1100 ppm;
- густина теплоносія по висоті ТВЗ змінна – з 0,752 г/см³ (знизу) по 0,685 г/см³ (зверху).

На боковій поверхні ТВЗ прийняті умови повного відбиття (нейтронів і гамма-квантів) – дзеркало, на торцевих сторонах ТВЗ – шар теплоносія 20 см.

Довжина емітера ДПЗ 250 мм, радіус родієвого дроту 0,24 мм, внутрішній радіус колектора 0,5 мм, зовнішній радіус колектора 0,65 мм, крок розташування ДПЗ у КНВ 437,5 мм [3]. Матеріал емітера – Rh, ізолятора – Al₂O₃, колектора – сталь 08X18H10T. Схему розміщення ДПЗ і сигнальних жил на рівні ДПЗ № 4 у КНВ наведено на рис. 2.

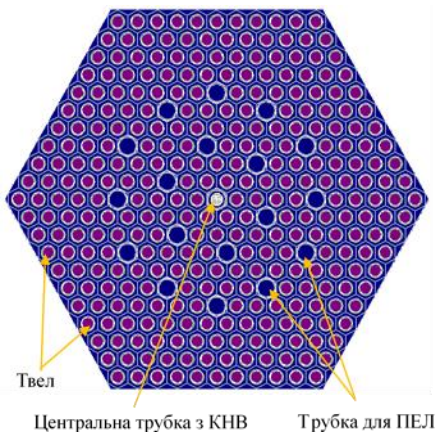


Рис. 1. MCNP-модель ТВЗ.

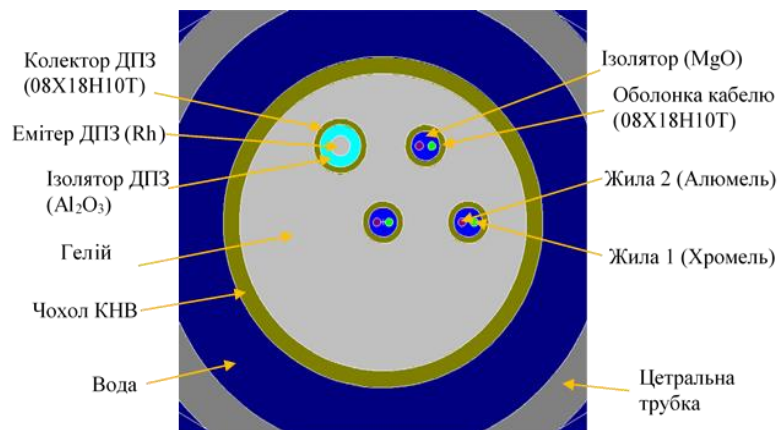


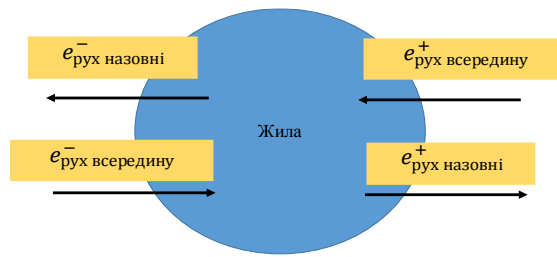
Рис. 2. MCNP-модель КНВ на рівні ДПЗ № 4.

Радіус жил 0,1 мм, внутрішній радіус оболонки кабелю 0,35 мм, а зовнішній – 0,5 мм.

Матеріал жили № 1 – хромель, жили № 2 – алюмель, ізолятора кабелю – MgO, оболонки кабелю – сталь 08X18H10T. Густина хромелю 8,72 г/см³, алюмелю 8,67 г/см³, ізолятора кабелю 3,58 г/см³, оболонки кабелю 7,8 г/см³. Склад хромелю у вагових відсотках: Ni – 90 %, Cr – 9,2 %, Co – 0,8 %. Склад алюмелю у вагових відсотках: Ni – 94,5 %, Al – 2 %, Mn – 2 %, Si – 0,8 %, Co – 0,7 %.

Модель MCNP при формуванні струму у фоновій жилі враховує: Комптон, фото-ефект, утворення пар. Схему утворення струму наведено на рис. 3

Моделювання в MCNP виконувалося в режимі N P E.



$$\text{Результуючий струм} = e_{\text{назовні}}^- + e_{\text{всередину}}^+ - e_{\text{всередину}}^- - e_{\text{назовні}}^+$$

Рис. 3. Схема формування результуючого струму фонові жили ДПЗ

Валідація моделі формування струму фонові жили ДПЗ проведено на даних фактичних вимірювань струму фонових жил ДПЗ, отриманих на різних енергоблоках з ВВЕР-1000 протягом паливної кампанії.

На рис. 4 наведено:

- усереднене значення струму фонові жили, отримане за 3 міс роботи на номінальній потужності ВВЕР-1000;
- модельне значення струму фонових жил ДПЗ № 1÷7.

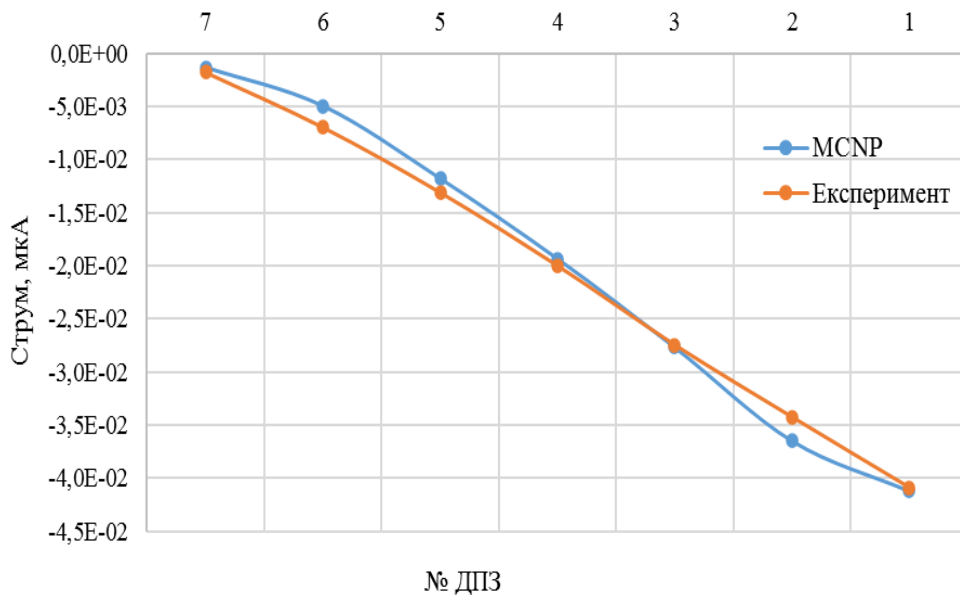


Рис. 4. Струм фонові жили для ДПЗ № 1÷7.

Таким чином, підтверджено можливість використання MCNP-моделі формування струму фонові жили ДПЗ для проведення досліджень впливу на струм фонові жили параметрів активної зони: вигорання палива, температури теплоносія, концентрація борної кислоти, а також для дослідження впливу сусідніх ТВЗ по відношенню до ТВЗ, якій розташовано КНВ.

1. V.I. Borysenko, D.V. Budyk, V.V. Goranchuk. Improving the accuracy of thermal power determination of VVER. Ядерна фізика та енергетика 20(4) (2019) 381.
2. V.I. Borysenko, D.V. Budyk, V.V. Goranchuk. Determination of VVER-1000 thermal power based on background signals of self-powered neutron detectors. Ядерна та радіаційна безпека 4(84) (2019) 25.
3. В.А. Брагин и др. Системы внутриреакторного контроля АЭС с ВВЭР (Москва: Энергоатомиздат, 1987) 128 с.

МЮОННА ТОМОГРАФІЯ ЯК ІНСТРУМЕНТ НЕРУЙНІВНОГО КОНТРОЛЮ СТАНУ ЯДЕРНОГО ПАЛИВА В КОНТЕЙНЕРАХ HI-STORM ІЗ ЗАСТОСУВАННЯМ АЛГОРИТМУ РЕКОНСТРУКЦІЇ POINT OF CLOSEST APPROACH

**Х. Грицюк¹, П. М. Куцин¹, А. Аксьонов², М. Мягі², М. Кііск^{2,3}, Е. Хектор^{3,4},
А. В. Носовський¹, В. І. Гулік¹**

¹ Інститут проблем безпеки атомних електростанцій НАН України, Київ, Україна

² ТОВ "GScan OÜ", Таллінн, Естонія

³ Національний інститут хімічної фізики та біофізики, Таллінн, Естонія

⁴ Інститут фізики Тартуського університету, Тарту, Естонія

Мюонна томографія є перспективною технологією детектування, в якій використовується природний радіаційний фон, а саме мюони космічних променів. Коли мюон проходить через будь-який матеріал, то залежно від атомної маси цього матеріалу, він відхиляється на визначений кут [1]. На базі цього теоретично можливо діагностувати бочки контейнера HI-STORM з відпрацьованим ядерним паливом та використовувати як інструмент для довгострокового контролю цілісності контейнерів.

Для практичного застосування технології мюонної томографії важливе значення має процес попереднього моделювання проходження мюонів крізь матеріали. Для цього дослідження і моделювання існує небагато програмних кодів, здебільшого використовуються коди MCNP та GEANT4 на базі методу Монте-Карло.

У рамках дослідження було прийнято рішення використовувати розрахунковий код GEANT4 [2]. За допомогою цього коду було змодельовано процес проходження мюонів через об'єм контейнера HI-STORM. Використовується спрощена модель контейнера з паливними збірками всередині (рис. 1).

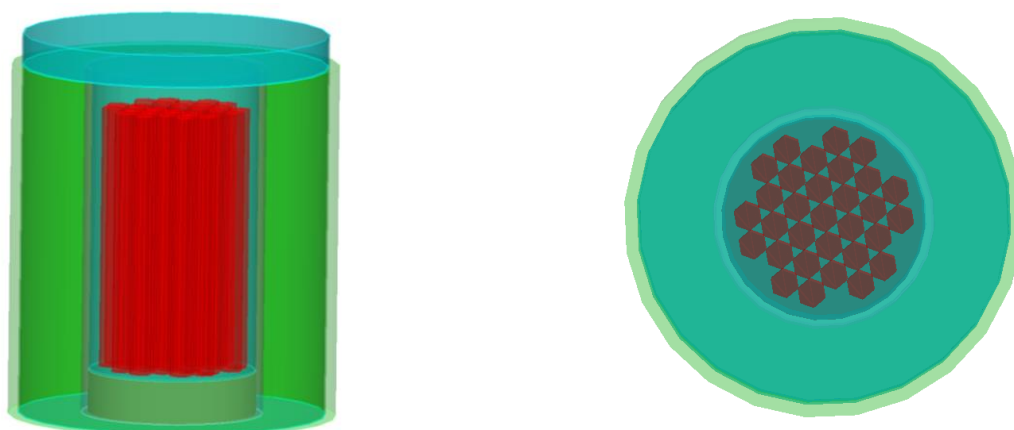


Рис. 1. Спрощена модель контейнера HI-STORM в GEANT4.

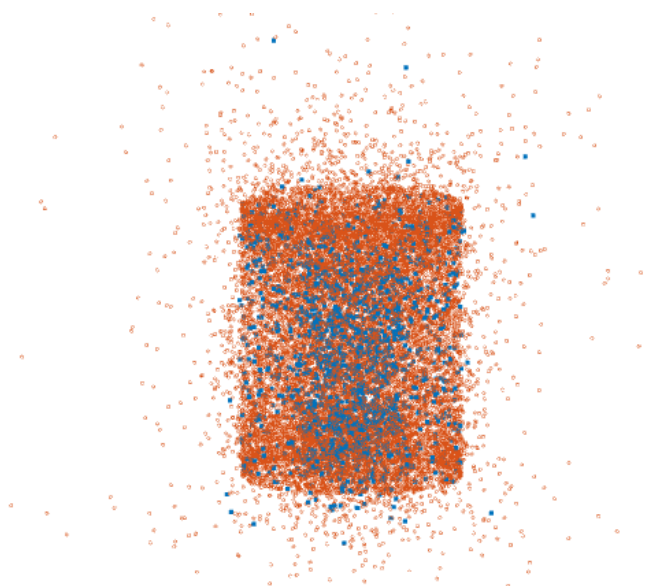


Рис. 2. Тривимірна реконструкція об'єкта моделі контейнера HI-STORM.

Матеріали об'єктів було обрано на основі бази матеріалів GEANT4 [3]. Для отримання тривимірної реконструкції об'єкта було використано алгоритм Point of Closest Approach (ПОСА) [4], оснований на базі «точка найкращого наближення», результат застосування зображено на рис. 2.

1. K. Nagamine. *Introductory Muon Science* (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2007) 228 p.
2. S. Agostinelli et al. GEANT4 – A simulation toolkit. *Nucl. Instr. Methods. A* 506 (2003) 250.s
3. Geant4 Material Database.
4. R. Hoch et al. (2009). Muon Tomography Algorithms for Nuclear Threat Detection. In: *Opportunities and Challenges for Next-Generation Applied Intelligence. Studies in Computational Intelligence*. D.C. Chien, T.P. Hong (Eds.). Vol 214 (Berlin, Heidelberg: Springer, 2009).

РОЗРОБКА МОДЕЛІ РЕАКТОРА ВВЕР-1000 У КОДІ SERPENT ДЛЯ РОЗРАХУНКУ РОЗПОДІЛУ ЕНЕРГОВИДІЛЕННЯ

В. В. Ількович

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Сучасні вимоги до обґрунтування безпеки реакторних установок зумовлюють необхідність моделювання широкого класу процесів, що протікають в активних зонах (АКЗ), на базі комплексних моделей з використанням нейтронно-фізичних та теплогідравлічних кодів, що виконують зв'язані розрахунки. Особлива увага приділяється застосуванню прецизійних методів розрахунку, оскільки їх використання дає змогу з мінімальним консерватизмом визначати характеристики в локальних областях, які задаються в тривимірних моделях відповідно до детальних конструкційних особливостей реакторів. Актуальність розвитку технології прецизійних зв'язаних розрахунків обумовлюється необхідністю отримання числових рішень через складність, високу вартість або неможливість отримання експериментальних даних для об'єктів ядерної енергетики, що особливо актуально для обґрунтування продовження терміну експлуатації енергоблоків АЕС, а також для розробки нових проектів АЕС.

При проведенні зв'язаних розрахунків особливої уваги потребує розподіл енерговиділення, оскільки саме він використовується в теплогідравлічному коді для розрахунку розподілу густини та температури. Тому в даній роботі виконується дослідження енергорозподілу в АКЗ реактора ВВЕР-1000, при цьому на першому етапі теплогідравлічну частину задачі враховано лише частково.

Для розрахунку розподілу енерговиділення в АКЗ розроблено модель реактора ВВЕР-1000 за допомогою прецизійного коду Serpent [1], який створено на основі методу Монте-Карло. У моделі реалізовано АКЗ 30-ї паливної кампанії енергоблоку № 4 ВП ЗАЕС (рис. 1). Це «змішана» АКЗ зі значною часткою тепловиділяючих збірок компанії «Вестінгауз», які останнім часом дедалі частіше формуються на АЕС. Ця АКЗ складається із шести типів тепловиділяючих збірок, а саме: 30AV5, 398GO, 439GT, 347WG, 362SR і 382RR. Паливну частину змодельовано потвельно практично без спрощення, водночас її було розбито по висоті на 24 шари з нуклідним складом, який відповідає вигоранню, що розраховано програмою для проведення експлуатаційних розрахунків ANC-H [2]. Дистанціонуючі решітки, які знаходяться в зоні паливного стовпа, враховано за принципом додаткового шару та гомогенізовано з теплоносієм.

За допомогою моделі проведено розрахункові дослідження розподілу енерговиділення в АКЗ, а також виконано порівняння результатів із даними, що містяться у вихідних файлах ANC-H. Основні результати розрахунків у нормованому вигляді представлено на рис. 2 і 3.

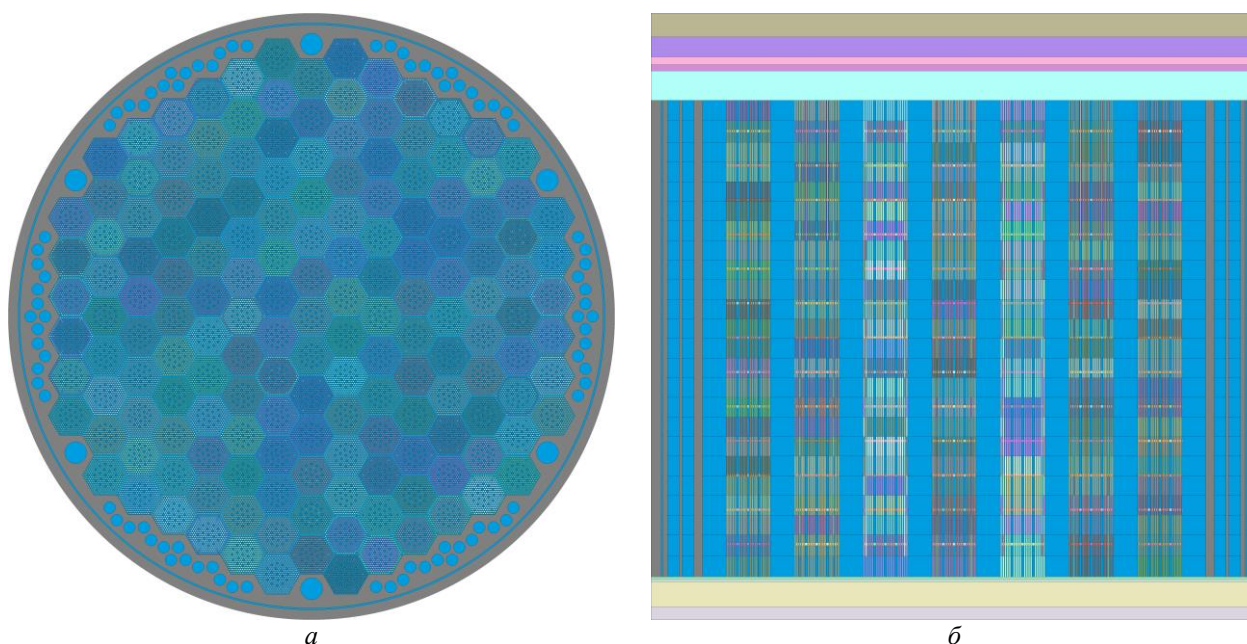


Рис. 1. Розрахункова модель ВВЕР-1000 з АКЗ 30-ї паливної кампанії енергоблоку №4 ВП ЗАЕС у горизонтальній площині (а) та у вертикальній площині (б).

ПІДГОТОВКА СЕРЕДОВИЩА GEANT4 ТА ПРОВЕДЕННЯ ВЕРИФІКАЦІЇ ДАНИХ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ МОЖЛИВОСТЕЙ МЮОННОЇ ТОМОГРАФІЇ ДЛЯ НЕРУЙНІВНОГО КОНТРОЛЮ СТАНУ ВІДПРАЦЬОВАНОВОГО ЯДЕРНОГО ПАЛИВА В КОНТЕЙНЕРАХ HI-STORM

**П. М. Куцин¹, К. Грицюк¹, А. Аксьонов², М. Мягі²,
М. Кііск^{2,3}, Е. Хектор^{3,4}, А. В. Носовський¹, В. І. Гулік¹**

¹ Інститут проблем безпеки атомних електростанцій НАН України, Київ, Україна

² ТОВ "GScan OÜ", Таллінн, Естонія

³ Національний інститут хімічної фізики та біофізики, Таллінн, Естонія

⁴ Інститут фізики Тартуського університету, Тарту, Естонія

При зберіганні відпрацьованого ядерного палива (ВЯП) у нещодавно побудованому Централізованому сховищі на території Чорнобильської зони відчуження важливою умовою є довгостроковий контроль цілісності контейнерів HI-STORM [1] із завантаженим ВЯП.

Одним із перспективних інструментів такого контролю може стати мюонна томографія – технологія детектування, в якій використовується природний радіаційний фон, а саме мюони, які виникають внаслідок розпадів елементарних частинок у верхніх шарах атмосфери після влучання в них космічних протонів. Цей потік є постійним і безпечним для здоров'я людини [2]. Схожий метод свого часу було застосовано для дослідження приміщень енергоблоків на японській АЕС «Фукусіма-1» [3].

Коли мюон проходить через будь-який матеріал, то залежно від атомної маси цього матеріалу він відхиляється на визначений кут [4]. На базі цього теоретично можливо відрізнити ВЯП від інших складових контейнера HI-STORM.

Практичне застосування технології мюонної томографії передбачає попереднє моделювання проходження мюонів крізь матеріали.

У рамках дослідження для розрахунків було обрано код GEANT4 на базі методу Монте-Карло, оскільки це гнучкий інструмент, що програмується на базі C++, має базу бібліотек для космічних частинок, а також дає змогу створювати тривимірні моделі з можливістю візуалізації.

Важливим етапом підготовки до моделювання контейнера HI-STORM є підготовка середовища GEANT4 для коректного з точки зору фізики моделювання проходження мюонів крізь матеріали. Було проведено верифікацію даних та створено просту модель (куб), яка повністю повторює умови досліджень, описаних у джерелах [5 - 7]. Результати цих розрахунків наведено в табл. 1, 2 і 3. У результаті було прийнято рішення про використання фізичної бібліотеки FTFP-BERT, оскільки дані, отримані під час експериментів, виявилися найбільш наближеними до даних з обраних джерел.

Таблиця 1. Порівняння середніх значень розподілу кута розсіювання (мрад) з даними [5]

Енергія	Матеріал	Дані з джерела	Фізична бібліотека					
			QGSP-BERT	Відх., %	FTFP-BERT	Відх., %	QGSP_BIC	Відх., %
0,3 GeV	Алюміній	17,5	17,02	-2,743	17,03	-2,686	17,01	-2,8
	Бетон	19,5	16,22	-16,821	16,18	-17,026	16,22	-16,821
	Залізо	42,4	41,33	-2,524	41,37	-2,429	41,35	-2,476
	Свинець	79,8	77,73	-2,594	77,70	-2,632	77,64	-2,707
	Уран	111,2	108,61	-2,329	108,86	-2,104	108,60	-2,338

Таблиця 2. Порівняння середніх значень розподілу кута розсіювання (мрад) з даними [6]

Енергія	Матеріал	Дані з джерела	Фізична бібліотека					
			QGSP-BERT	Відх., %	FTFP-BERT	Відх., %	QGSP_BIC	Відх., %
0,3 GeV	Бетон	48,3	43,5	-9,938	43,6	-9,814	43,5	-9,938
	Залізо	119,2	132,9	11,493	133,8	12,215	135,1	13,339
	Свинець	211,3	256,6	21,439	240,3	13,701	254,5	20,445
	Уран	279,5	384,1	37,424	248,5	-11,088	249,9	-10,59
3 GeV	Вода	2,6	2,8	7,692	2,8	7,692	2,8	7,692
	Бетон	4,8	5,1	6,25	5,1	6,875	5,2	8,333
	Залізо	11,9	14,3	20,168	14,2	19,412	14,2	19,328
	Свинець	21,1	26,6	26,066	26,5	25,592	26,4	25,118
	Уран	28,0	26	-7,143	25,7	-8,214	25,7	-8,214

Енергія	Матеріал	Дані з джерела	Фізична бібліотека					
			QGSP-BERT	Відх., %	FTFP-BERT	Відх., %	QGSP_BIC	Відх., %
30 GeV	Вода	0,3	0,3	0	0,2	-33,333	0,3	0
	Бетон	0,5	0,5	0	0,5	0	0,5	0
	Залізо	1,2	1,3	8,333	1,3	8,333	1,4	16,667
	Свинець	2,1	2,6	23,81	2,9	38,095	2,7	28,571
	Уран	2,8	2,6	-7,143	2,6	-7,143	2,63	-6,071

Таблиця 3. Порівняння середніх значень розподілу кута розсіювання (мрад) з даними [7]

Енергія	Матеріал	Дані з джерела	Фізична бібліотека					
			QGSP-BERT	Відх., %	FTFP-BERT	Відх., %	QGSP_BIC	Відх., %
3 GeV	Алюміній	0,318	0,342	7,516	0,341	7,233	0,342	7,547
	Мідь	0,883	0,906	2,663	0,908	2,878	0,910	3,104
	Залізо	0,803	0,813	1,220	0,814	1,394	0,815	1,469
	Свинець	1,746	1,520	-12,924	1,522	-12,809	1,527	-12,523
	Уран	2,242	2,070	-7,684	2,070	-7,684	2,068	-7,773

1. [Holtec International Storage Module. HI-STORM 100.](#)
2. K. Nagamine. *Introductory Muon Science* (Cambridge: Cambridge University Press, 2007) 228 p.
3. R. Margraf. *Muon imaging at the Fukushima Daiichi Nuclear Accident Site*. Submitted as coursework for PH241. Stanford University, Winter 2021.
4. V. Anghel et al. Nucl. Instr. Meth. A 798 (2015) 12.
5. S. Tripathy. Proc.of the DAE-BRNS Symp. on Nucl. Phys. 61 (2016) 1084.
6. J. Schultz. Cosmic Ray Muon Radiography. Thesis for the degree of PhD in electrical and computer engineering. (Portland State University, 2003) 171 p.
7. M. Hohlmann et al. IEEE Transactions on Nuclear Science 56 (2009) 1356.

ВИЗНАЧЕННЯ ВМІСТУ $^{59,63}\text{Ni}$ ТА ^{55}Fe В КОНСТРУКЦІЙНИХ ЕЛЕМЕНТАХ АЕС

Д. Є. Мизніков, В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, В. І. Слісенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Нікель разом із залізом широко використовується в нержавіючих сталях та сплавах конструкційних матеріалів АЕС [1, 2]. Вміст нікелю в сталях, що використовуються в конструкційних матеріалах реакторних установок, становить в середньому, не менше 8 % від загальної маси, але може досягати й 20 - 30 %. На фоні загальної маси конструкційних матеріалів енергоблока маса нікеля може становити десятки тон. У природній ізотопній суміші нікелю вміст ^{58}Ni становить 68,1 % а ^{62}Ni – 3,6 %. Таким чином при штатній експлуатації реактора в сталевих конструкційних матеріалах напрацьовуються довгоживучі радіоізотопи ^{59}Ni ($T_{1/2} = 7,6 \cdot 10^4$ років) та ^{63}Ni ($T_{1/2} = 100,1$ років). ^{59}Ni розпадається внаслідок електронного захоплення з випромінюванням характеристичного рентгенівського випромінювання дуже низької енергії, а β^- -розпад ^{63}Ni супроводжується випромінюванням лише низькоенергетичних електронів. Це робить визначення активностей ^{59}Ni та ^{63}Ni методами прикладної γ -спектрометрії доволі ускладненим. При опроміненні ізоотопів заліза на ^{54}Fe , вміст якого у природній суміші 5,8 %, напрацьовується ^{55}Fe з $T_{1/2} = 2,73$ роки, котрий також розпадається електронним захопленням, що супроводжується лише характеристичним випромінюванням. Тому на часі розробка нерадіохімічних методів визначення активностей довгоживучих радіонуклідів ^{55}Fe , $^{59,63}\text{Ni}$, що і буде метою даної роботи.

Серії розрахунків, проведені для різних типів реакторів [3], показали, що більша частина накопичених продуктів активації реактора знаходиться в кожусі активної зони і лише декілька радіоізотопів дають домінуючий внесок у загальний рівень активності. Було встановлено, що ^{60}Co та ^{55}Fe домінують у загальній активності в часовому діапазоні від 5 до 20 років після зупинки реактора. У той же час у дозі \square -випромінювання ^{60}Co буде домінувати протягом 100 років після зупинки. Ізотопи нікелю почнуть домінувати в загальній активності приблизно через 20 років.

Таким чином, знаючи активність кобальту та склад конструкційних матеріалів з домішкою кобальту, можна оцінити кількості радіоактивних нуклідів, які напрацьовуються в (n, γ)-реакції при роботі реактора в конструкційних матеріалах.

Для валідації отриманих даних нами проводилися дослідження елементного складу зразків, відібраних на 2-му блоці ЧАЕС. За допомогою фотоактиваційної методики проведені вимірювання величини домішки кобальту порівняно з нікелем та залізом. У конструкційних матеріалах АЕС нікель та залізо завжди йдуть у парі з кобальтом, тому для усунення методичних похибок проводяться відносні вимірювання, порівнюючи вихід γ -ліній $^{57,58}\text{Co}$ та ^{54}Mn . Для цього на прискорювачі ЛУЕ-40 Харківського фізико-технічного інституту НАН України [4] пучком гальмівних γ -квантів з граничною енергією 37 МеВ опромінювалися зразки, відібрані на цьому блоці як в області підвищеного нейтронного фону (ЖЗ), так і в інших місцях – корпус реактора (Fe), трубопроводи, трубки МНЖ.

Спектри мішеней вимірювалися на γ -спектрометрах, зібраних на базі HPGe-детекторів фірм Canberra та Ortec з ефективністю реєстрації 15 - 40 % порівняно з NaI(Tl)-детектором розмірами 3"×3" та блоків електроніки цих же фірм. Енергетична роздільна здатність спектрометрів становила 1,8 - 2,0 кеВ на γ -лініях 1332 кеВ ^{60}Co .

Гамма-спектри опромінених зразків наведено на рис. 1 і 2. Для визначення співвідношення мас нікелю і кобальту та заліза і кобальту вимірювалося співвідношення інтенсивностей γ -ліній з величинами енергії $\gamma 136$ кеВ – ^{57}Co ($T_{1/2} = 272$ доби), $\gamma 811$ кеВ – ^{58}Co ($T_{1/2} = 71$ доба) та $\gamma 834.8$ кеВ – ^{54}Mn ($T_{1/2} = 312,1$ доби) [5]. ^{57}Co напрацьовується, в основному, в реакціях (γ , n) та (γ , p) на ізоотопі ^{58}Ni , а ^{58}Co , переважно, в (γ , n)-реакції на моноізоотопі ^{59}Co . У той час як для ідентифікації ^{56}Fe використовуються реакції $^{56}\text{Fe}(\gamma, pn)^{54}\text{Mn}$ та $^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$. Для визначення вмісту ^{62}Ni та ^{54}Fe використовувалися отримані величини ^{58}Ni та ^{56}Fe та природні ізотопні співвідношення.

При опроміненні використовувалися зразки вагою 50 мг. З відомих формул активаційного аналізу було розраховано відношення числа атомів ^{58}Ni до ^{59}Co та ^{56}Fe до ^{59}Co . Як уже зазначалося вище, нержавіюча сталь у конструкційних матеріалах містить як правило 70 % Fe, 10 % Ni та не більше 0,5 % Co. З цих даних можна оцінити, що активності ^{55}Fe не будуть перевищувати 0,5 А(^{60}Co), а активність ^{59}Ni буде нижчою 10^{-2} А(^{60}Co) при нормальній роботі АЕС.

У таких матеріалах як наплавки, теплоізоляція, різні вигородки активності можуть значно змінюватися, тому необхідно проводити експериментальні дослідження співвідношення кобальту, нікелю та заліза за допомогою фотоактиваційного аналізу. При таких дослідженнях критичним є вихід відповідних реакцій.

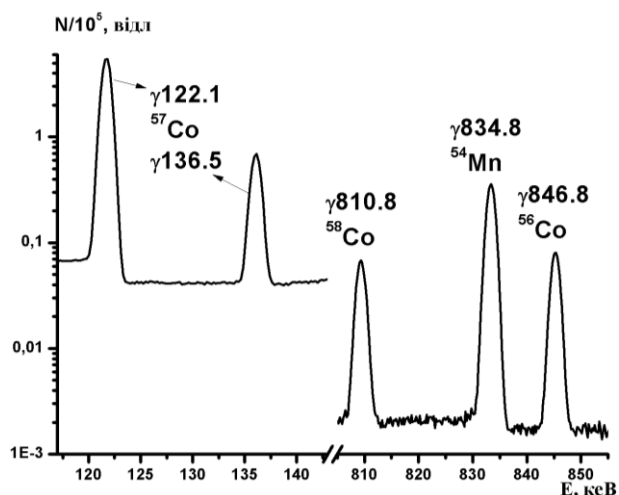


Рис. 1. Фрагмент γ -спектра активованої мішені заліза (Fe).

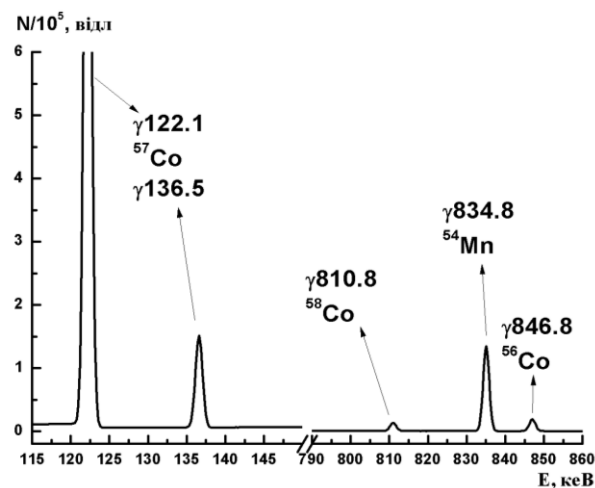


Рис. 2. Фрагмент γ -спектра активованої мішені ЖЗ (жалюзі).

Відношення активностей ^{59}Ni та ^{60}Co і ^{55}Fe та ^{60}Co визначалося за стандартними формулами активаційного аналізу [6]. Розраховані активності ^{59}Ni , ^{63}Ni та ^{55}Fe наведено в таблиці. Нами були також виконані розрахунки активностей досліджуваних зразків за допомогою радіохімічних методів, які також наведено в таблиці. Як видно, узгодження гарне.

Активності досліджуваних зразків, отриманих обома методами

№	^{59}Ni , Бк/г		^{55}Fe , Бк/г		^{63}Ni , Бк/г	
	Фото-активаційний	Радіохімічний	Фото-активаційний	Радіохімічний	Фото-активаційний	Радіохімічний
1 (Грубопровід)	0,02(1)	<0,05	0,8(2)	<0,9		
2 (Грубка)	0,02(1)	<0,05	0,9(2)	1,0		
3 (Fe, Корпус)	0,02(1)	<0,05	0,6(2)	<0,6	1,60(16)	<2
4 (ЖЗ)	0,52(5)	0,68(15)	6,5(7)	7,1(9)	41,3(4,1)	43,2(4,3)

Аналіз виходів радіонуклідів показує, що при опроміненні гальмівними γ -квантами з граничною енергією 37 МеВ зразків масою 10 - 50 мг напрацьовуються активності, достатні для вимірювання спектрів γ -квантів протягом 3 - 4 год. Це дає змогу опромінювати одночасно 100 - 200 зразків.

Розроблений фотоактиваційний метод визначення активностей $^{59,63}\text{Ni}$ та ^{55}Fe дає змогу значно спростити їхню ідентифікацію, контроль та паспортизацію в сталевих конструкційних матеріалах АЕС та різних видах радіоактивних відходів. Даний метод більш ефективний порівняно з традиційними радіохімічними методами у зв'язку з великою масою опромінених конструкційних матеріалів та радіоактивних відходів, що утворюються на АЕС та складністю радіохімічних методів.

1. Design of Instrumentation and Control System for Nuclear Power Plants. Specific Safety Guide. IAEA Safety Standards Series No. SSG-39 (Vienna: IAEA, 2016) 184 p.
2. Construction for Nuclear Installations. Specific Safety Guide. IAEA Safety Standards Series No. SSG-38. (Vienna: IAEA, 2015) 46 p.
3. Long-Lived Activation Products in Reactor Materials. NUREG/CR-3474. Pacific Northwest Laboratory. (Richland, 1984) 185 p.
4. M.I. Aizatskiy et al. State and prospects of the linac of nuclear-physics complex with energy of electrons up to 100 MeV. Probl. Atom. Sci. Tech. 3(91) (2014) 60.
5. R.B. Firestone, Table of Isotopes, 8th ed. (New York: Wiley Interscience, 1996)/
6. В.О. Желтоножський та ін. Визначення активності ^{63}Ni в конструкційних матеріалах АЕС. Ядерна фізика та енергетика 23(3) (2022) 207.

МЕТОДИ РЕЄСТРАЦІ РАДІОНУКЛІДІВ У РАДІОАКТИВНИХ МАТЕРІАЛАХ АЕС

Д. Є. Мизніков, Д. М. Бондарьков, В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, Л. В. Садовніков

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

При експлуатації АЕС утворюється величезна кількість радіоактивних матеріалів (РМ). Ці РМ утворюються в зоні суворого режиму АЕС, але вони не відносяться до радіоактивних відходів і тому повинні бути вилучені із зони суворого режиму. З метою характеристики цих РМ вимірюють активності радіонуклідів радіохімічними методами. З отриманих даних встановлюють контрольні радіонукліди. Радіохімічні процедури є складними та високовартісними заходами, тому нами розроблено методи контролю радіонуклідів, що розпадаються без випромінювання γ -квантів з використанням фотоактиваційного аналізу [1]. У цьому методі контрольним радіонуклідом є ^{60}Co ($T_{1/2} = 5,27$ років), розпад якого супроводжується випромінюванням γ -квантів з енергіями 1173 та 1332 кеВ. Унаслідок цього вимірювання активності ^{60}Co можна провести на будь-яких спектрометрах. За допомогою фотоактиваційної методики визначається співвідношення активностей різних елементів по відношенню до кобальту, використовуючи такий вираз:

$$\frac{A(A_i)}{A(^{60}\text{Co})} = \frac{\left(1 - e^{-\lambda(A_i)t_{\text{опр}}}\right) e^{-\lambda(A_i)t_{\text{охол}}} \sigma_{A_i-1n}^n N_{A_i-1n}}{\left(1 - e^{-\lambda(^{60}\text{Co})t_{\text{опр}}}\right) e^{-\lambda(^{60}\text{Co})t_{\text{охол}}} \sigma_{^{59}\text{Co}}^n N_{^{59}\text{Co}}},$$

де $A(A_i)$ та $A(^{60}\text{Co})$ – активності A_i -го радіонукліда та ^{60}Co відповідно, Бк; $\sigma_{A_i-1n}^n$ та $\sigma_{^{59}\text{Co}}^n$ – табличні значення перерізів реакцій з тепловими нейтронами на ізотопі елемента, у якому відсутній 1 нейтрон $A_i-1n(n, \gamma)A_i$ та $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$ відповідно, взяті із [2], б; $\lambda(A_i) = 0,693/T_{1/2}(A_i)$ та $\lambda(^{60}\text{Co}) = 0,693/T_{1/2}(^{60}\text{Co})$ – сталі радіоактивного розпаду A_i -го радіонукліда та ^{60}Co відповідно, с^{-1} ; $T_{1/2}(A_i)$ та $T_{1/2}(^{60}\text{Co})$ – періоди напіврозпаду A_i -го радіоізотопа та ^{60}Co відповідно, с; N_{A_i-1n} , $N_{^{59}\text{Co}}$ – кількості атомів у РМ та ^{59}Co відповідно; $t_{\text{опр}}$, $t_{\text{охол}}$ – інтегральна тривалість опромінення та час витримки між закінченням опромінення та початком вимірювання, відповідно. Як $t_{\text{опр}}$ використовується значення тривалості роботи в ефективних добах, розраховане за величинами енергогенерації E (МВт·добу). Дані про перерізи виміряні для усіх елементів, тому саме можливість вимірювання активності кобальту $A(^{60}\text{Co})$ і визначає ефективність методу.

Нами для визначення ефективності методу проведено вимірювання активності радіонуклідів, розпад яких супроводжується випромінюванням γ -променів у двох РМ, один з яких складається з брухту чорних металів, а інший – з відпрацьованого вугільного сорбенту.

Вимірювання проводилися на γ -спектрометрі, зібраному на базі HPGe-детектора фірми Canberra з ефективністю реєстрації 40 % порівняно з NaI(Tl)-детектором розмірами 3"×3" та блоків електроніки цієї ж фірми. Енергетична роздільна здатність спектрометра становила 1,9 кеВ на γ -лініях ^{60}Co .

На рис. 1 і 2 наведено фрагменти γ -спектрів. Як видно, в γ -спектрах надійно виділяються активності ^{60}Co , причому у вугільному сорбенті вона дорівнює $A_{\text{Co}}^{\text{корб}} = (31 \pm 2) \cdot 10^{-3}$ Бк/г. Активність ^{137}Cs в цьому ж зразку становила $A_{\text{Cs}}^{\text{корб}} = (9 \pm 1) \cdot 10^{-3}$ Бк/г. Активності ^{60}Co та ^{137}Cs у зразку брухту чорних металів становили $A_{\text{Co}}^{\text{брухт}} = (38 \pm 3) \cdot 10^{-3}$ Бк/г та $A_{\text{Cs}}^{\text{брухт}} = (16 \pm 1) \cdot 10^{-3}$ Бк/г відповідно. З цих даних можна оцінити активність ^{55}Fe у зразку брухту чорних металів, яка домінує в загальній активності. Як відомо, домішка кобальту в звичайних металах не перевищує 0,5 %. Виходячи з цього активність ^{55}Fe дорівнює $A^{\text{брухт}}(^{55}\text{Fe}) \approx 1,5 A_{\text{Co}}^{\text{брухт}} \approx 60$ мбк/г.

При вимірюванні наведеної активності мішеней коефіцієнти самопоглинання γ -квантів, які відповідають розпадам досліджуваних нуклідів, розраховувалися в рамках програмного коду MCNP-4с [3]. Спочатку вимірювалась ефективність реєстрації спектрометра для точкової геометрії за допомогою набору стандартних калібрувальних джерел. Вона збіглася з модельованою ефективністю для цієї ж точкової геометрії. Після цього проводилося моделювання в коді MCNP-4с для реальної об'ємної мішені і в розрахунку ефективності вносилися відповідна поправка.

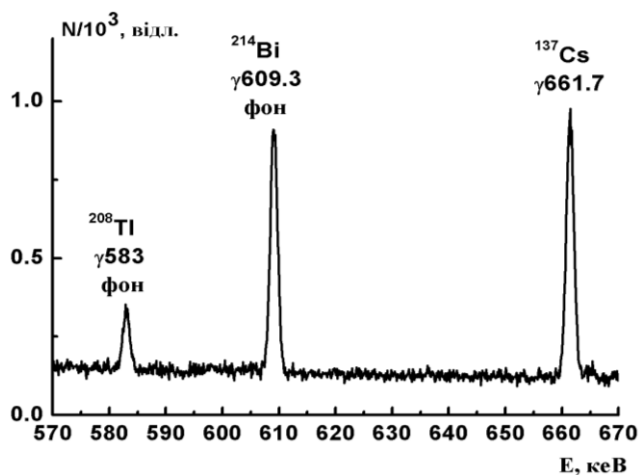


Рис. 1. Фрагмент γ -спектра вугільного сорбенту.

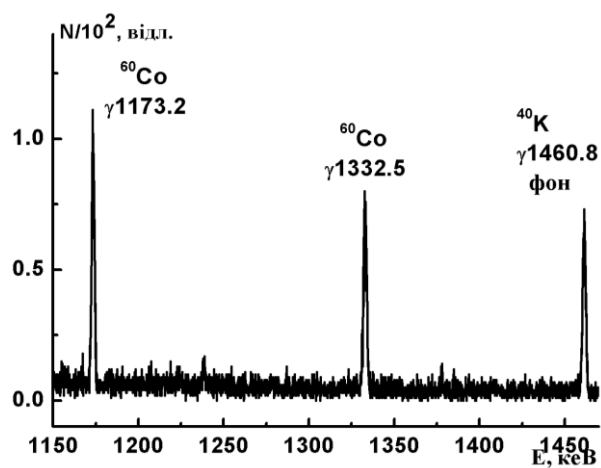


Рис. 2. Фрагмент γ -спектра брухту металів.

Таким чином, розроблена методика надійно виділяє активності на рівні 10 мБк і це повністю задовольняє вимогам, які пред'являються до характеристики РМ.

1. В.О. Желтоножський та ін. Визначення активності ^{63}Ni в конструкційних матеріалах АЕС. Ядерна фізика та енергетика 23(3) (2022).
2. R.V. Firestone. Table of Isotopes. 8th ed. (New York: Wiley Interscience, 1996).
3. J.F. Briesmeister, MCNPTM – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Version 4C. J. F. Briesmeister (Ed.). LA-13709-M. Issued: March 2000.

**SCIENTIFIC PREREQUISITES FOR THE CREATION OF SUSTAINABLE
IN THE CONDITIONS OF A MILITARY CONFLICT ENERGY SYSTEM OF UKRAINE
BASED ON NUCLEAR MICROMODULAR REACTORS**

M. P. Odeychuk¹, I. E. Anokhin²

¹ *National Science Center “Kharkiv Institute of Physics and Technology”,
National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv, Ukraine*

² *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

In recent years, the renaissance of nuclear energy has begun in the world, due to its high efficiency and reliability. At the same time, the requirement of nuclear safety of the used nuclear power plants is brought to the fore. Big work has been done in this direction, and the level of safety of existing and planned nuclear units complies with the most stringent standards of nuclear legislation on environmental protection. The basis of energy in most countries using nuclear energy is high-power reactors – 600 - 1400 MW.

These nuclear reactors are designed for peacetime operating conditions. However, the war in Ukraine has shown that improving nuclear safety for nuclear reactors in a war requires significant additional efforts, both organizational and design-technological approaches. In particular, this can be achieved through the use of generation IV nuclear power systems, such as small and medium power modular reactors. In 2021 agreements were signed on the use and manufacture of SMR-160 and NuScale modular reactors in Ukraine.

However, the most promising for distribution should be recognized as the latest generation of this class of nuclear reactors - nuclear microreactors with a power of 1-10 MW, which have huge inherent security in countering natural disasters and the practical impossibility of their destruction. At the same time, the safe operation of such nuclear reactors in conditions of military conflict was not previously considered. Carrying out research on justifying the performance and nuclear safety of these nuclear reactors is *extremely relevant* and in demand today. This is especially important for Ukraine during the post-war reconstruction period, given its geographical location near the aggressor country, the Russian Federation.

МАЛІ МОДУЛЬНІ РЕАКТОРИ

В. М. Павлович

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Останнім часом у світі підвищився інтерес до обговорення і дослідження так званих малих модульних реакторів (ММР), більш того, перші малі реактори будуються або вже побудовані у деяких країнах. У цій оглядовій роботі ми розглянемо, що собою являють ММР, чим вони відрізняються від звичних промислових реакторів, які мають переваги і недоліки, чи варто Україні планувати впровадження їх у найближчий час, або чи варто розробити свій реактор, враховуючи всі особливості української ядерної промисловості, яка існує тільки у зародковому стані.

Отже, малі модульні реактори за визначенням мають потужність меншу, ніж сучасні енергетичні реактори, а саме потужність меншу, ніж 300 МВт(е). Ця цифра визначається тим, що у реакторах такої потужності можна організувати охолодження палива за рахунок природної конвекції теплоносія, тобто навіть знеструмлення реактора не призведе до аварії з розплавленням палива. Розглядаються також мікрореактори з потужністю 5 - 10 МВт, які по суті є дослідницькими реакторами, на яких відпрацьовуються ті чи інші технологічні операції, наприклад охолодження за допомогою теплових труб.

Далі, ММР є модульними реакторами, тобто реакторний модуль виробляється на заводі і постачається споживачу у готовому вигляді. Передбачається, що серійне виготовлення деталей реактора на спеціалізованому підприємстві призведе до підвищення якості виготовлення реакторів, і отже до зменшення кількості аварійних ситуацій.

На сьогодні існує велика кількість проектів ММР, і практично всі відомі принципи ядерних реакторів реалізовано у проектах ММР. Найбільш розповсюджений тип реактора є PWR (або ВВЕР), так само як BWR – реактор на киплячій воді, причому існують проекти як для суходолу, так і морського базування. ММР з газовим охолодженням з паливом, інкорпорованим у графітові кульки, з неперервним перевантаженням палива і високим вигорянням. Реактори на швидких нейтронах різноманітних конструкцій з охолодженням рідкими металами, як натрієм, так і свинцем і свинцево-вісмутною евтектикою. Реактори на розплавлених солях паливних матеріалів, як фторидів, так і хлоридів, які є менш хімічно агресивними, ніж фториди. Усього на 2019 р. МАГАТЕ наводить 72 проекти ММР, а загалом їх існує близько сотні.

Україна зараз стоїть перед вибором, чи розвивати ядерну енергетику на основі звичних реакторів великої потужності, чи переходити до ММР, які є більш безпечними, але і більш дорогими (поки що). Щодо існування ядерної енергетики в Україні взагалі, то як на мене альтернативи на найближчі 50 років не існує.

ЧИ МОЖЛИВА ЛАНЦЮГОВА РЕАКЦІЯ ПОДІЛУ В ОБ'ЄКТІ «УКРИТТЯ» НА ТЕПЕРІШНІЙ ЧАС?

В. М. Павлович¹, В. О. Бабенко²

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна,*

² *Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України, Київ, Україна*

У 1990 р. всередині об'єкта «Укриття» («Саркофаг») стався нейтронний інцидент. Суть його полягала у збільшенні щільності потоку нейтронів усередині підреакторних приміщень з подальшим переходом в режим коливань нейтронів. Відповіді на питання про кінцеву точку цього інциденту немає, тому що детектори нейтронів були штучно екрановані шляхом примусового заливання приміщення 304/3 розчином гадолінію, де були розташовані детектори нейтронів. Тепер зрозуміло, що початок і розвиток ланцюгової самопідтримної ядерної реакції (СЛР) могло відбуватися тільки всередині сусіднього підреакторного приміщення 305/2, оскільки основні скупчення ядерного палива розташовані всередині цього приміщення. Зауважимо, що в той час у районі Чорнобиля спостерігалися великі опади.

Оскільки всі чисельні розрахунки критичних властивостей чорнобильських паливовмісних мас (ПВМ) об'єкта «Укриття» показують суттєву залежність реактивності системи від кількості води в ПВМ, то весь первинний приріст відліку детектора нейтронів протягом перших трьох днів інциденту, а отже, і зростання щільності нейтронного потоку в сусідньому приміщенні 305/2 має бути викликано зростанням реактивності від деякого великого негативного оціночного значення $\rho_0 \cong -3 \div 4$ до майже нульового значення. Незабаром після цього почався режим коливань нейтронів. І саме наявність режиму коливань дає змогу припустити перехід системи в надкритичний стан у даний момент часу.

Приблизно в цей же час, хоч і з незначною затримкою, спрацьовують механізми придушення ланцюгової реакції. Існує два природних механізми, що призводять до зменшення кількості води всередині системи в міру зростання потоку нейтронів, а саме – випаровування води та радіоліз води. Обидва механізми продовжують працювати одночасно і призводять до однакових наслідків, тобто до видалення води із системи. У цій роботі ми розглядаємо лише перший механізм зменшення об'єму води, а саме – випаровування води з підвищенням температури системи. Вплив механізму радіолізу раніше розглядався в наших роботах для аналізу аварії на заводі з виробництва ядерного палива у Токаймура (Японія).

Варто відзначити, що залежність реактивності від кількості води має виражений максимум, і поблизу цього максимуму ця залежність може бути апроксимована поліномом другого ступеня. Тому із зростанням кількості води система послідовно проходить три стани: підкритичний з малою кількістю води, надкритичний та підкритичний з великою кількістю води, який можна назвати «закритичним».

Розрахунки нейтронної кінетики на основі простої системи рівнянь показують, що заливання ПВМ водою із швидкістю, що збільшується у часі, призводить до проходження всіх трьох станів, зазначених вище, причому надкритичний стан супроводжується коливаннями потоку нейтронів. На сьогодні система знаходиться у «закритичному» стані.

Після зведення нового конфайнменту доступ води через покрівлю припинився, і ПВМ почали висихати. Таке висихання супроводжується повільним зростанням потоку нейтронів у ПВМ, що і спостерігається зараз в об'єкті «Укриття-2». Рано чи пізно система повернеться у критичний стан і, як показують розрахунки, відбудеться сплеск потоку нейтронів. Амплітуда цього сплеску за розрахунками не перевищить амплітуди коливань, що спостерігалися у 1990 р.

ВАЛІДАЦІЯ ПАКЕТА ПРОГРАМ MСРV З ТОЧКОВОЮ БІБЛІОТЕКОЮ ЯДЕРНИХ ДАНИХ

О. М. Пугач, О. В. Гриценко, В. Л. Дем'янін, С. М. Пугач, В. М. Буканов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Конструкція реакторів корпусного типу, а саме такі реактори експлуатуються на АЕС України, практично виключає можливість безпосереднього визначення радіаційного навантаження конструкційних елементів реактора. Вирішення цієї задачі потребує застосування спеціальної методики, що базується на розрахунках переносу випромінювання (нейтронів і γ -квантів) у складному гетерогенному середовищі ядерного реактора.

Складовою частиною методики, розробленої спеціалістами ІЯД НАН України для визначення радіаційного навантаження конструкційних елементів реактора ВВЕР-1000, є пакет програм MСРV [1], що використовує метод Монте-Карло у багатогруповому наближенні теорії переносу частинок. На даний момент пакет MСРV був модернізований, що дало можливість виконувати розрахунки переносу частинок з використанням сучасної точкової бібліотеки ядерних даних.

Від достовірності отриманих даних пакета програм MСРV значною мірою залежить надійність оцінки технічного стану конструкційних елементів та прогнозування їхнього експлуатаційного ресурсу. Тому для виконання робіт з підтвердження достовірності результатів розрахунку переносу випромінювання в біякорпусному просторі реактора ВВЕР-1000 нами було запропоновано схему процедури верифікації програмного засобу [2], яка далі була розвинена у схему процесу верифікації та валідації [3]. Згідно із запропонованою схемою валідація визначається як підтвердження адекватності результатів математичного моделювання експериментальним даним шляхом порівняння їх.

Валідацію модернізованого пакета програм MСРV було здійснено порівнянням з експериментальними даними, отриманими у макетному та натурних експериментах.

З метою перевірки результатів, отриманих за допомогою пакета програм MСРV з використанням точкової бібліотеки мікроконстант, було виконано порівняння їх з розрахунковими і експериментальними даними, що отримані на дослідницькому реакторі нульової потужності LR-0 Інституту ядерних досліджень (м. Ржеж, Чеська республіка) у рамках проекту REDOS [4]. Конструкція реактора LR-0 дає змогу створити повномасштабну модель сектора реактора ВВЕР у радіальному напрямку від активної зони до біологічного захисту. Експериментальні дані, отримані на такому макеті реактора ВВЕР-1000, дають змогу дослідити зміну характеристик поля нейтронів від активної зони до зовнішньої поверхні корпусу реального реактора.

Спектри нейтронів і γ -квантів, оцінені просторові та спектральні індекси є основними даними цього макетного експерименту. Порівняння результатів розрахунків переносу нейтронів і γ -квантів з цими даними дає змогу судити, наскільки правильно відповідна програма здійснює розрахунки у складному залізо-водному середовищі, що імітує середовище реактора ВВЕР-1000.

Виходячи з інформації, наведеної в роботі [5], було розроблено розрахункову модель макета адаптацією розрахункової моделі реакторної установки з реактором ВВЕР-1000 до конструкційних особливостей реактора LR-0. Отримані за допомогою пакета програм MСРV спектри нейтронів і γ -квантів порівнювалися з отриманими на макеті, а також з результатами розрахунків іншими програмами. Деякі результати порівняння наведено на рис. 1 і 2. На них видно добру узгодженість отриманих результатів як з експериментальними, так і з результатами інших розрахунків.

Отримані в ході макетного експерименту дані (просторові та спектральні індекси) є по своїй суті відносними величинами і не дають змогу оцінити достовірність результатів визначення абсолютних значень функціоналів нейтронного потоку. Тому для валідації пакета програм MСРV, адаптованого для розрахунку перенесення нейтронів у біякорпусному просторі реакторів ВВЕР-1000, з використанням точкової бібліотеки ядерних даних, рекомендується використовувати результати дозиметричних вимірювань на діючих енергоблоках.

Враховуючи особливості конструкції реактора ВВЕР-1000, одним з можливих варіантів отримання експериментальної інформації про поле нейтронів і γ -квантів є проведення дозиметричних вимірювань біля зовнішньої поверхні корпусу реактора (КР).

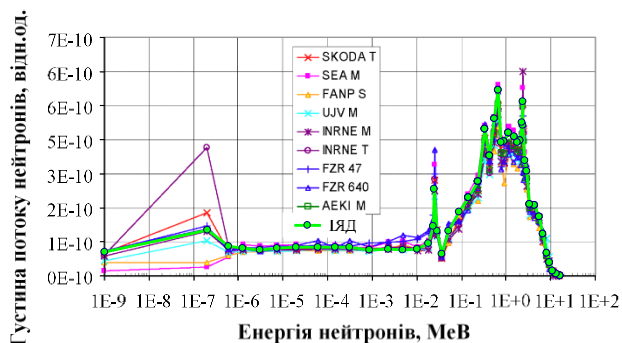


Рис. 1. Розрахункові спектри нейтронів, отримані біля внутрішньої поверхні імітатора КР для джерела нейтронів потужністю 1 нейтрон/с.

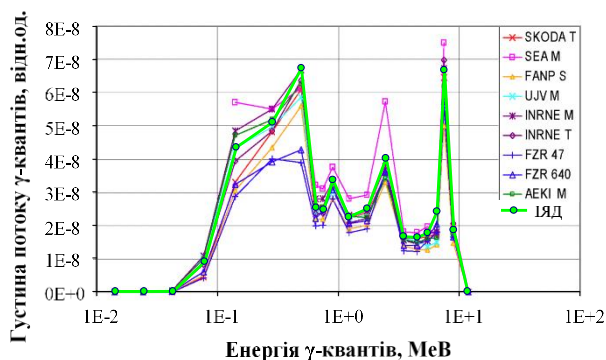


Рис. 2. Розрахункові спектри γ-квантів, отримані біля зовнішньої поверхні імітатора шахти для джерела нейтронів потужністю 1 нейтрон/с.

На даний час можливо отримання інформації тільки про поле нейтронів навколо КР. З цією метою, згідно зі Стандартом [6], відповідно до якого виконуються роботи з визначення умов опромінення і радіаційного навантаження КР ВВЕР-1000, біля зовнішньої поверхні КР перед початком паливної кампанії встановлюються нейтронно-активаційні детектори з ніобію, заліза, титану і міді. Враховуючи особливості умов опромінення нейтронно-активаційних детекторів біля зовнішньої поверхні КР діючого енергоблока, можна визначити продукти реакції активації детекторів, які можна виміряти після опромінення протягом паливної кампанії. Результат порівняння розрахованих за допомогою пакета MСРV значень питомих активностей продуктів реакцій активації нейтронно-активаційних детекторів з отриманими експериментально для діючих енергоблоків АЕС України з реактором типу ВВЕР-1000 представлено в таблиці.

Усереднені відношення експериментально отриманих і розрахункових питомих активностей продуктів реакцій активації нейтронно-активаційних детекторів, що опромінювалися біля зовнішньої поверхні КР діючих енергоблоків АЕС України, та їхні середньоквадратичні відхилення

Реакція активації					
$^{93}\text{Nb}(n, \gamma)^{94}\text{Nb}$	$^{181}\text{Ta}(n, \gamma)^{182}\text{Ta}$	$^{93}\text{Nb}(n, n')^{93m}\text{Nb}$	$^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$	$^{nat}\text{Ti}(n, x)^{46}\text{Sc}$	$^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$
Ефективний поріг, MeV					
теплові	теплові	0,8	3,0	3,9	5,6
$1,03 \pm 0,07$	$0,97 \pm 0,06$	$0,94 \pm 0,05$	$1,06 \pm 0,05$	$1,14 \pm 0,05$	$1,04 \pm 0,05$

Аналіз отриманих результатів валідації показав можливість використання пакета програм MСРV для моделювання поширення нейтронів і γ-квантів у складному гетерогенному середовищі ядерного реактора ВВЕР-1000 і, в кінцевому рахунку, отримання достовірних значень функціоналів нейтронного та γ-потоків у його білякорпусному просторі.

1. В.Н. Буканов и др. Пакет программ MСРV для расчета функционалов нейтронного потока, воздействующего на корпус ВВЭР-1000. Препринт Ин-та ядерных исследований НАН Украины КИЯИ05-6 (Киев, 2005) 28 с.
2. В.Н. Буканов, В.Л. Демехин, И.И. Липский. Основные положения процедуры верификации программных средств, используемых при дозиметрии корпуса реактора. Ядерная физика та енергетика 1(23) (2008) 62.
3. В.Л. Демехин, В.В. Илькович, В.Н. Буканов. Верификация и валидация: процесс vs процедура. Ядерная физика та енергетика 14(2) (2013) 150.
4. REDOS Final Report, AMES Report N.17, European Commission, EUR 21771 EN, (2005).
5. V. Ošmera, S. Zaritsky. WWER-1000 Mock-up Experiment (Rev. 1, May 2002): Report. Nuclear Research Institute Řež plc, Czech Republic. No. RER 4017-04583G. (Řež plc, Czech Republic, 2002) 104 p.
6. COY 73.1-23724640-001-2020. Система якості. Визначення умов опромінення і радіаційного навантаження корпусу реактора ВВЕР-1000. Ін-т ядерних дослідж. НАН України (Київ, 2020) 37 с.

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАХИСНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ НОВОГО КОМПОЗИТНОГО МАТЕРІАЛУ ВІД ФОТОННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ДЛЯ БІОЛОГІЧНОГО ЗАХИСТУ КОНТЕЙНЕРІВ HI-STORM

I. М. Романенко, О. Р. Трофименко

Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна

У рамках представленої роботи було розглянуто можливість використання різних бетонів для біологічного захисту в контейнерах HI-STORM для довгострокового зберігання ВЯП та забезпечення радіаційного захисту обслуговуючого персоналу. Розглянуто рецептури бетону з гранітним щебенем (БЩ), базальтовим щебенем (БзЩ) та бетону с гранітним щебенем, який армовано базальт-борною фіброю (ББФ) з різним відсотковим вмістом оксиду бору B_2O_3 (5 та 10 %), для біологічного захисту у контейнерах HI-STORM з метою забезпечення радіаційного захисту обслуговуючого персоналу при зберіганні відпрацьованого ядерного палива (ВЯП).

Засобами Монте-Карло коду Serpent [1] розроблено спрощену розрахункову модель для визначення густини потоку фотонів у бетонному об'ємі біологічного захисту контейнера HI-STORM.

У табл. 1 представлено залежність густини потоку фотонів від координати вздовж радіального напрямку у просторі між зовнішньою та внутрішньою сталевими обичайками контейнера HI-STORM 190 для розглянутих бетонів.

Таблиця 1. Залежність густини потоку фотонів від координати вздовж радіуса для розглянутих випадків

Випадок	Радіус, см		
	99,775	139,775	179,775
Густина потоку фотонів на один фотон джерела, $10^9/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$			
Повітря замість бетону	291,49	65,299	22,55294
БзЩ	294,89	1,0766	0,00171
БЩ	294,75	0,8404	0,00119
БЩ + 1 кг ББФ з 5 % B_2O_5	294,76	1,0770	0,00171
БЩ + 10 кг ББФ з 5 % B_2O_5	294,70	1,0754	0,00171
БЩ + 20 кг ББФ з 5 % B_2O_5	294,75	1,0727	0,00170
БЩ + 1 кг ББФ з 10 % B_2O_5	294,85	1,0761	0,00170
БЩ + 10 кг ББФ з 10 % B_2O_5	294,71	1,0747	0,00170
БЩ + 20 кг ББФ з 10 % B_2O_5	294,77	1,0724	0,00171

У табл. 2 представлено залежність густини вторинних фотонів, що утворилися в результаті радіаційного захоплення нейтронів у бетоні біологічного захисту від гомогенізованого джерела випромінювання.

Таблиця 2. Густина потоку вторинних фотонів від координати вздовж радіуса для розглянутих випадків

Випадок	Радіус, см		
	99,775	139,775	179,775
Густина потоку фотонів на один фотон джерела, $10^9/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$			
БЩ	$2,252 \cdot 10^{-6}$	$5,929 \cdot 10^{-7}$	$1,970 \cdot 10^{-8}$
БЩ + 1 кг ББФ з 5 % B_2O_5	$2,234 \cdot 10^{-6}$	$5,716 \cdot 10^{-7}$	$1,834 \cdot 10^{-8}$
БЩ + 10 кг ББФ з 5 % B_2O_5	$2,099 \cdot 10^{-6}$	$4,437 \cdot 10^{-7}$	$1,130 \cdot 10^{-8}$
БЩ + 20 кг ББФ з 5 % B_2O_5	$2,009 \cdot 10^{-6}$	$3,713 \cdot 10^{-7}$	$8,057 \cdot 10^{-8}$

Відповідно до результатів, наведених у табл. 1, можна зробити висновок, що додавання важкого агрегату (у даному випадку БзЩ) покращує захисні властивості бетону від γ -випромінювання порівняно з використанням БЩ в якості агрегату. Кращі захисні властивості бетону з БзЩ пояснюються більшою густиною. Додавання ББФ з відсотковим вмістом оксиду бору до 10 % практично не впливає на густину потоку фотонів.

Відповідно до результатів, наведених у табл. 2, можна зробити висновок, що вторинні фотони, які утворилися в результаті радіаційного захоплення нейтронів у бетоні біологічного захисту від гомогенізованого джерела випромінювання показують, що додавання базальтової фібри з оксидом бору 5 % має позитивний ефект на захисні характеристики бетону від фотонного випромінювання.

1. J. Leppänen et al. The Serpent Monte Carlo code: Status, development and applications in 2013. Ann. Nucl. Energy 82 (2015) 142.

INFLUENCE OF ENTROPY CHANGES ON REACTOR PERIOD

V. V. Ryazanov

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

The period of a nuclear reactor is considered as the average value of the first passage time. The reactor period is considered as a random variable. This approach makes it possible to find the effect of entropy changes on the period of the reactor during this period. Differences in the reactor periods with and without entropy changes are found. The dispersion of the reactor period is considered. The relation of entropy changes to the reactor period provides opportunities for controlling the behavior of the reactor.

We consider the contribution to the reactor period of effects that have not been studied before, namely, entropy changes during the reactor period. The reactor period is studied using the stochastic approach of the first passage time of a certain level by a random process. Any real physical process is accompanied by a change in entropy. To control the safety of the reactor along with the period of the reactor proposed to use its stochastic analogue – the time to reach a given level by the number of neutrons. The number of neutrons in the reactor is considered as a random process.

In the theory of nuclear reactors, the period of the reactor is determined from the deterministic equations of neutron kinetics. However, many processes in a reactor (collisions of neutrons with nuclei, fission of nuclei, emission of neutrons, etc.) are of a probabilistic nature. Therefore, it is necessary to involve statistical methods in the study of the reactor period. In this work the reactor period is considered as a random value of the first passage time reaching the level (in this case it differs by e times from the initial level). The time of the first reaching is associated with the changes in entropy during this time.

Calculations give the following results for different values of k [1] (Figs 1 - 3). On Figs. 1 - 3 the red color shows the dependences on k of the reactor period, taking into account changes in entropy $Tg5(k) = \bar{T}_\gamma$ (average reactor period); in blue, the dependences of the reactor period on k without taking into account entropy changes, in the form $\bar{T}_{\gamma=0} = T_{00} = [(1-\beta)T_0 + \beta T_1] / (1-\beta + \beta x)$.

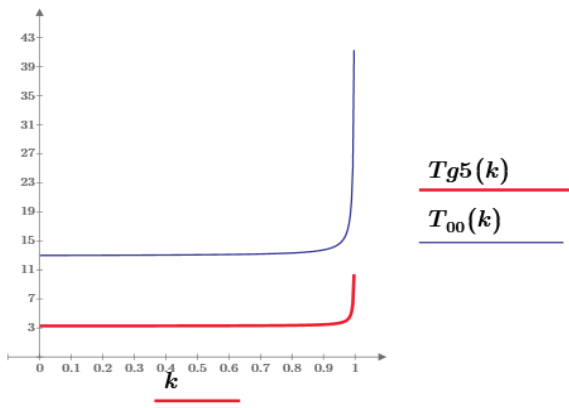


Fig. 1. Behavior of the reactor periods $\bar{T}_g(k) = \bar{T}_\gamma(k)$ (in red) taking into account changes in entropy over this period and the reactor period T_{00} (in blue) without such consideration in the interval k : 0.001, 0.9999999.

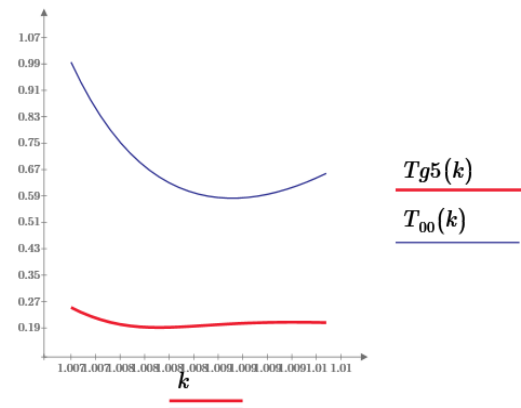


Fig. 2. Behavior of the reactor periods $\bar{T}_g(k) = \bar{T}_\gamma(k)$ (in red) taking into account changes in entropy over this period and the reactor period T_{00} (in blue) without such consideration in the interval k : 1.0071, 1.0097.

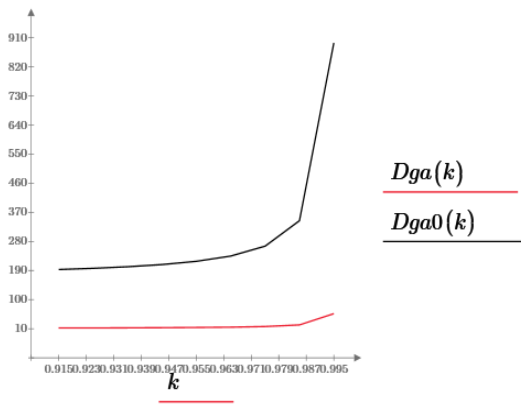


Fig. 3. The behavior of the reactor period dispersion D_{T_γ} (in red) taking into account changes in entropy over this period and the reactor period dispersion $D_{T_\gamma|\gamma=0}$ (in black) without such consideration in the interval k : 0.915, 0.9995.

It can be seen from the obtained results that taking into account changes in entropy leads to a decrease in both the period of the reactor and its dispersion. Since in real physical systems in non-equilibrium processes there are always changes in entropy, the above estimates should be taken into account when calculating the period of the reactor. This is important for the safety of the reactor.

The root-mean-square error of experimental observations of the reactor period is 100 percent, which confirms the results of this article and the assumption that the reactor period is a random variable defined as the first passage time. Further important prospects for taking into account changes in entropy over the reactor period are related to the possibilities of controlling the reactor period. For example, for the most common method of reactor control - control rods - it is possible to calculate the reactor period at any position of the rods and during their movement. Such calculations will allow you to choose the optimal and safe control strategy.

1. V.V. Ryazanov. Influence of entropy changes on reactor period. arXiv: 2202.13349 [cond-mat.stat-mech].

ASSESSMENT OF RADIATION FIELDS IN VVER 1000 CONCRETE BIOLOGICAL SHIELD USING MONTE CARLO CODE SERPENT

O. M. Khotiaintseva¹, O. R. Trofymenko^{1,2}, V. M. Khotiaintsev³, A. V. Nosovskyy¹, V. I. Gulik^{1,2}

¹ *Institute for Safety Problems of Nuclear Power Plants, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

² *PJSC "SRPA "Impulse", Kyiv, Ukraine*

³ *Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine*

We apply Monte Carlo code Serpent [1] to estimate the neutron and photon fields, and energy deposition in concrete biological shield (CBS) of the VVER 1000 nuclear reactor. The presented research is carried out within the framework of the Horizon 2020 project ACES. The project is related to the assessment of stability of safety-critical concrete infrastructure in connection with the problem of lifetime extension of nuclear power plants.

High neutron and photon fluxes generated in the reactor core, are strongly attenuated (by the factor of 10^5 and more) by several layers of metal and water between the core and the CBS, and then, by 75 cm of concrete of the CBS. That provides a major challenge for Monte Carlo simulation of radiation fields in the CBS. To achieve appropriate accuracy for neutron and photon fluxes, including detailed spectral and spatial distributions, a very large number of initial histories must be played out, resulting to unreasonably high code run-time (which is proportional to the number of histories). In order to reduce the run-time at acceptable accuracy we apply variance reduction technique (VRT) [2].

For the calculations, we have developed a detailed 3D model of the VVER 1000 shown in Fig. 1, and calculated neutron and photon fields throughout the whole reactor, including the biological shield.

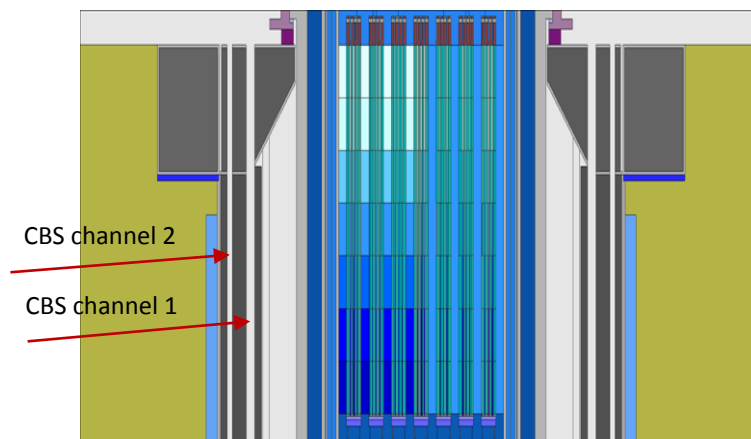


Fig. 1. The 3D model of the VVER 1000, vertical cross section.

The CBS is shown by dark grey, red arrows show neutron flux monitoring channels in the CBS.

To find neutron and photon fluxes, and dose rates in the CBS, and their energy, radial, axial, and angular distributions, we apply the following sequence of Serpent calculations:

- coupled neutron and γ -ray criticality source simulation with writing neutron source into a file;
- neutron and γ -ray transport calculations with external neutron sources applying VRT;
- depletion calculation to obtain isotopic composition on each burnup step;
- γ -ray transport calculation applying VRT with radioactive decay source at different burnup steps.
- criticality source simulation at different burnup steps with writing neutron source into a file;
- coupled neutron-photon transport calculation applying VRT with the external neutron source at different burnup steps.

Calculation results include:

- neutron fluxes with different energy cutoff, photon flux, and dose rate, their radial, axial and angular distributions in the CBS;
- peak neutron fluence and peak absorbed dose in the CBS over the period from 60 to 80 years of the reactor operation (we assume 80% capacity factor).

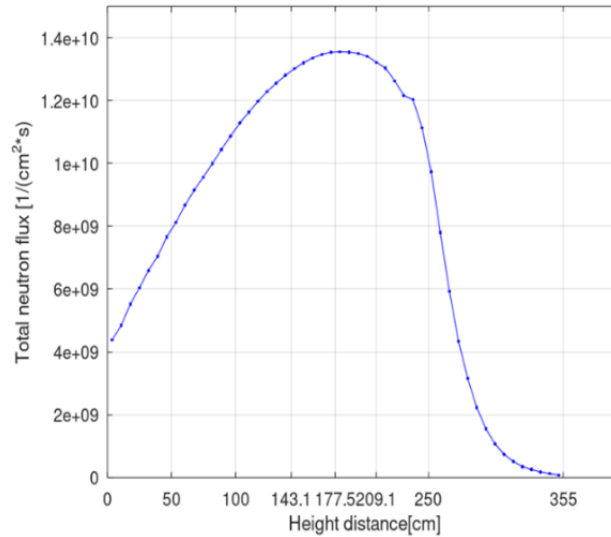


Fig. 2. Axial variation of neutron flux in the channel 1 of the CBS (see Fig. 1).

An example of the obtained distributions is presented in Fig. 2. We show that axial and azimuthal variation of the radiation fields is highly essential for the correct assessment of the peak fluence and absorbed dose in the CBS, and for the correct localization of the domains of highest radiation load. Table 1 shows our results for peak neutron fluences and absorbed dose in the VVER 1000 CBS in comparison with the data from the paper [3].

Predicted peak neutron fluence in the CBS for the PWRs at 60 and 80 years of operation

Years of operation	PWR type	Total neutron fluence, 1/cm ²	Neutron fluence E > 0.1 MeV, 1/cm ²	Neutron fluence E > 1 MeV, 1/cm ²	Absorbed dose, rad
60	2-loop [3]	1.10·10 ²⁰	4.20·10 ¹⁹	4.90·10 ¹⁸	1.5·10 ¹⁰
60	3-loop [3]	5.40·10 ¹⁹	2.00·10 ¹⁹	1.30·10 ¹⁸	6.3·10 ⁹
60	VVER 1000 (our calculations)	7.163·10 ¹⁹	2.588·10 ¹⁹	4.63·10 ¹⁸	2.376·10 ¹⁰
80	2-loop [3]	1.50·10 ²⁰	5.60·10 ¹⁹	6.50·10 ¹⁸	2.0·10 ¹⁰
80	3-loop [3]	7.20·10 ¹⁹	2.60·10 ¹⁹	1.70·10 ¹⁸	8.4·10 ⁹
80	VVER 1000 (our calculations)	9.551·10 ¹⁹	3.449·10 ¹⁹	6.17·10 ¹⁸	3.169·10 ¹⁰

According to the literature, the thresholds above which the mechanical properties of concrete deteriorate are 1.0·10¹⁹ cm⁻² for the fluence of neutrons with energy above 0.1 MeV, and 2.3·10¹⁰ rad for the absorbed dose of γ -radiation. Our results indicate that the maximum fluence of neutrons with energy above 0.1 MeV exceeds the threshold value by a factor of 3.4, and the absorbed dose exceeds the threshold value by a factor of 1.4, for 80 years of reactor operation. However, the neutron fluence and the absorbed dose fall with the penetration depth. Fluence of neutrons with energy above 0.1 MeV decreases by the factor of 10 at a depth of 13 cm, the absorbed dose decreases by the factor of 2 at a depth of 13.4 cm. According to our estimates the depth of the deteriorated near-surface layer of concrete does not exceed 5 cm in the most unfavorable axial and azimuthal positions. In the VVER 1000 reactor, the supporting concrete truss is located above the upper part of the core; due to its location the truss will not experience the highest fluence, as well as the supported structures that are located deeper in the concrete.

The outcomes of this research will help to assess the effects of prolonged irradiation of the VVER 1000 concrete biological shield, and contribute to a basis for reliable risk assessment of extended operation of the VVER 1000 units of nuclear power plants.

1. J. Leppänen et al. The Serpent Monte Carlo code: Status, Development and Applications in 2013. Ann. Nucl. Energy 82 (2015) 142.
2. J. Leppänen. Response Matrix Method-Based Importance Solver and Variance Reduction Scheme in the Serpent 2 Monte Carlo Code. Nucl. Technol. 205(11) (2019) 1416.
3. I. Remec et al. Characterization of Radiation Fields for Assessing Concrete Degradation in Biological Shields of NPPs. EPJ Web of Conferences 153 (2017) 05009.

КВАЛІФІКАЦІЯ РОЗРАХУНКОВОГО МОНТЕ-КАРЛО КОДУ SERPENT ДЛЯ ДИФУЗІЙНОГО РОЗРАХУНКУ РЕАКТОРІВ ВВЕР

А. О. Якимчук^{1,2}, О. Р. Трофименко^{1,2,3}, В. І. Гулік^{1,2}

¹ Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна

² ПРАТ «СНВО «Імпульс», Северодонецьк, Україна

³ НТУУ «КПІ ім. Ігоря Сікорського», Київ, Україна

Надійний та оперативний моніторинг активної зони (АкЗ) реакторної установки (РУ) є однією з головних умов безпечної та економічно-доцільної промислової експлуатації. Саме тому всі водо-водяні енергетичні реактори (ВВЕР) забезпечуються системами внутрішньо-реакторного контролю, основним завданням яких є розрахунок та аналіз розподілу поля енерговиділення (ЕВ) в АкЗ на основі показань різноманітних датчиків, зокрема детекторів прямого заряду (ДПЗ) [1].

На сьогодні залишається відкритим проблемне питання підготовки бібліотеки коефіцієнтів чутливості ДПЗ, яка є складовою загального константного забезпечення СВРК. Завдання цієї бібліотеки полягає в оперативному відтворенні нейтронно-фізичних характеристик ДПЗ залежно від параметрів середовища в процесі моніторингу АкЗ. Подібний підхід зумовлений тим, що вимоги до швидкості розрахунку поля ЕВ за показами ДПЗ не дають змоги проводити на діючому енергоблоці важкі аналітичні розрахунки залежності ЕВ від величини електричного сигналу детектора. Для вирішення цього завдання проводяться попередні високоточні розрахунки моделей ДПЗ. Однак сутність проблеми полягає саме в тому, що створення бібліотеки НФХ ДПЗ потребує використання високоточних та сертифікованих спектральних кодів. Крім того існуючі методики подібних бібліотек НФХ ДПЗ є або закритими в силу комерційних інтересів, або застарілими – без використання нових можливостей розрахунку або з неперевіреним рівнем спрощень [2].

У процесі розгляду існуючої проблеми та в рамках досліджень, проведених на базі ІПБ АЕС НАН України [1, 2] та НТУУ «КПІ ім. Ігоря Сікорського», було запропоновано розглянути Монте-Карло [3] код Serpent [4], що є аналогом відомого коду MCNP [5], як можливий інструмент підготовки константного забезпечення ДПЗ. Варто зауважити, що Монте-Карло код Serpent активно досліджувався як інструмент для підготовки константного забезпечення СВРК [6, 7].

Для верифікації було обрано бенчмарк [8]. Згідно з бенчмарком, засобами Монте-Карло коду Serpent, було створено модель ТВЗ з уран-гадолінієвим паливом [9], у центральній трубці якої розміщено ДПЗ.

Проведено порівняння результатів розрахунку за допомогою Монте-Карло коду Serpent з референтними даними MCU [10], які наведені у бенчмарку. Для розрахунків методом Монте-Карло проводилося моделювання $5 \cdot 10^8$ нейтронних історій. Геометрія, матеріальні характеристики та параметри вигорання були змодельовані відповідно до даних, описаних у бенчмарку.

Параметрами для порівняння з MCU були:

- 1) сумарна потужність шести паливних елементів (ТВЕЛ), які оточують ДПЗ;
- 2) швидкість реакції поглинання нейтронів емітером ДПЗ;
- 3) ядерна концентрація ізотопу Rh^{103} в емітері ДПЗ.

Варто зауважити, що розрахунок проводився у режимі вигорання ядерного палива. Таким чином перелічені параметри порівнювалися за різної глибини вигорання палива та емітера ДПЗ.

Максимальне за модулем відносне відхилення результатів Serpent від MCU в [1] становить:

- 1) 4,85 % – при визначенні ядерної концентрації ^{103}Rh ;
- 2) 5,28 % – при визначенні швидкості реакцій поглинання нейтронів;
- 3) 0,42 % – при визначенні потужності шести центральних ТВЕЛ.

Середнє відносне відхилення результатів Serpent від MCU на всьому діапазоні глибини вигорання палива становить:

- 1) 1,02 % – при визначенні ядерної концентрації ^{103}Rh ;
- 2) -0,46 % – при визначенні швидкості реакцій поглинання нейтронів;
- 3) 0,09 % – при визначенні потужності шести центральних ТВЕЛ.

Середньоквадратичне відхилення результатів Serpent від MCU на всьому діапазоні глибини вигорання палива становить:

- 1) 0,94 % – при визначенні ядерної концентрації ^{103}Rh ;
- 2) 3,73 % – при визначенні швидкості реакцій поглинання нейтронів;
- 3) 0,31 % – при визначенні потужності шести центральних ТВЕЛ.

Варто зауважити, що представлені результати розрахунку Serpent отримані у рамках розробки звіту [2]. Власне отримані результати не значно відрізняються від результатів розрахунку MCU. Максимальне відхилення у 5.28 % спостерігалось при визначенні швидкості реакцій поглинання нейтронів на кроці 30 МВт·діб/кгU, однак середньоквадратичне відхилення при визначенні цієї величини на всьому діапазоні глибини вигорання палива становить лише 3,73 %. Подібне явище можливе за рахунок стохастичної природи розрахунку методом Монте-Карло. У цьому випадку підвищення рівня точності (кількості нейтронних історій) з великою вірогідністю зменшить максимальне значення похибки, однак варто зважати на збільшення часу розрахунку.

Середньоквадратичні відхилення при визначенні швидкостей реакцій поглинання нейтронів та сумарної потужності шести центральних ТВЕЛ менші одного відсотка, що показує достатню збіжність результатів розрахунку Serpent та MCU і може бути підставою для рекомендуванню Serpent для розрахунку вищевказаних величин при підготовці бібліотеки нейтронно-фізичних характеристик ДПЗ.

1. О. Трофименко. Особливості моделювання активної зони реактора для оперативного визначення нейтронно-фізичних параметрів ядерної установки (етап 1) (Чорнобиль, 2021).
2. О. Трофименко. Особливості моделювання активної зони реактора для оперативного визначення нейтронно-фізичних параметрів ядерної установки (етап 4) (Чорнобиль, 2022).
3. I. Lux, L. Koblinger. *Monte Carlo Particle Transport Methods: Neutron and Photon Calculations*. (Boca Raton: CRC Press, 1991) 529 p.
4. J. Leppänen. Serpent – a Continuous-energy Monte Carlo Reactor Physics Burnup Calculation Code. User's Manual (Finland, 2015) 164 p.
5. MCNPTM – A General Monte Carlo Code N-Particle Transport Code (Version 4C). J.F. Briesmeister (Ed.). LA-13709-M. Manual. 2000.
6. В.В. Гальченко, В.І. Гулік, І.І. Шлапак. Використання програмного продукту Serpent на основі методу Монте-Карло для розрахунку характеристик тепловиділяючої збірки реактора ВВЕР-1000. Ядерна фізика та енергетика 17(3) (2016) 250.
7. О. Трофименко та ін. Валідація коду Serpent 2 для визначення коефіцієнта розмноження нейтронів ядерного палива ВВЕР-1000 у межах підготовки константного забезпечення СВРК АЕС. Ядерна та радіаційна безпека 2(94) (2022) 53.
8. AER Benchmark Specification Sheet, 2005.
9. A VVER-1000 LEU and MOX Assembly Computational Benchmark. Specification and Results. NEA/NSC/DOC(2002)10 (OECD, 2002) 156 p.
10. MCU Home Page.

**РОЛЬ МАТЕРІАЛУ ЕМІТЕРА ДЛЯ ПРОЦЕСУ УТВОРЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ЗАРЯДУ
ЕМІСІЙНОГО НЕЙТРОННОГО ДЕТЕКТОРА**

**Р. В. Ажажа¹, С. О. Богдан¹, В. В. Ганн¹, К. В. Ковтун², В. Є. Кутній¹,
О. О. Пудов¹, О. В. Рибка¹, С. А. Солдатов¹, О. Л. Улибкін¹**

¹ ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут», Харків, Україна

² Науково-технологічний центр «Берилій» НАН України, Харків, Україна

Безпека та надійність експлуатації реактора є найбільш важливими факторами ядерної енергетики. Сучасні тенденції до підвищення температури в активній зоні та збільшення радіаційного впливу на матеріали неминуче знижують рівень безпеки. Тому наряду із прагненням підвищити ефективність реактора, треба ще й зберегти чи підвищити рівень його безпеки. Одним із способів для вирішення такої задачі є модифікація контрольно-вимірювальних систем, зокрема – підвищення точності та оперативності вимірювання/контролю поля теплових нейтронів. У реакторах ВВЕР використовується кілька сотень β-емісійних детекторів з емітером із Rh [1]. На даний момент це перевірене часом обладнання, та немає жодних сумнівів у надійності його роботи. Однак, для умов, коли в активній зоні треба підвищити температурне та радіаційне навантаження, властива цьому типу детекторів затримка сигналу викликає запитання: чи достатньо з точки зору безпеки в зазначених умовах використовувати лише інерційні детектори для вимірювання профілю нейтронного поля?

І комптонівський (безінерційний), і β-емісійний детектори дуже схожі за своєю будовою, але суттєво відрізняються у принципах роботи. У β-емісійному детекторі сигнал утворюється за рахунок випускання емітером електронів, що виникли у процесі β-розпаду активованих ядер. У комптонівському детекторі ж задіяні два процеси – поглинання нейтрона (n, γ) та розсіювання фотонів у матеріалі з утворенням електронів (γ, e). Загалом, окрім відсутності затримки сигналу, у комптонівських детекторів є ще одна важлива перевага – відносно низькі темпи вигорання матеріалу емітера.

Гафній має унікальні ядерно-фізичні властивості та відносно низьку вартість, що й робить його перспективним для використання в якості матеріалу емітера комптонівського детектора нейтронів. Дана робота присвячена дослідженню гафнію з точки зору його відгуку на потоки нейтронів та фотонів в активній зоні реактора ВВЕР-1000. Зокрема мається на увазі вивчення того, як буде змінюватися генерація електричного заряду в детекторі, і який внесок у цьому процесі робиться реакторними факторами та самим детектором. Реакторні фактори представлено потоками нейтронів та фотонів (сумарно і миттєві, і затримані γ-кванти).

Результуючий сигнал комптонівського детектора формується переважно за рахунок відгуку на потоки фотонів різного походження: реакторні γ-кванти (миттєві і затримані), а також γ-кванти з реакції (n, γ) поглинання нейтронів у матеріалі емітера. Щоб виявити рівень впливу цих груп фотонів у коді MCNPX було проведено розрахунки у декількох комбінаціях факторів (таблиця).

**Комбінації факторів,
що було використано в розрахунках**

№	Реакторні γ-кванти	Реакторні нейтрони	γ-кванти з реакції (n, γ) у детекторі
1	+	+	+
2	-	+	+
3	+	-	-

Комбінація «1» дає змогу оцінити загальну генерацію заряду з урахуванням усіх вибраних факторів (n і γ реакторного походження; фотони з (n, γ)-реакції в детекторі). У *комбінації «2»* відключено реакторне γ-випромінювання. Щоб реалізувати це, за стінкою нейтронного каналу було задано комірку нульової щільності (без визначення матеріалу, т.зв. VOID) і малої товщини. Таким чином, детектор було розміщено у

комірці з параметром «*imp:p 0*», що дало змогу вилучити всі фотони, народжені з боку реактора. У даній комбінації факторів моделювалася ситуація, коли електричний заряд у детекторі генерується лише за рахунок процесів послаблення фотонів, що утворюються в реакції (n, γ) поглинання нейтрона в матеріалі емітера. *Комбінація «3»* відповідає умовам, коли враховуються лише фотони, що виникли за межами детектора. Однак, щоб вилучити фотони з реакції (n, γ), також слід усунути це й вплив нейтронів. З огляду на особливості коду MCNPX, організувати це аналогічно комбінації «2», тобто, в явному вигляді, не є можливим (виникає “fatal error”). Тому було прийнято рішення зробити розрахунок у комбінації факторів «1», але з іншим («штучним») матеріалом емітера.

Функціонал коду MCNPX дає змогу задати матеріал та призначити йому необхідні властивості. Тобто, фактично є можливість скомпонувати матеріал з необхідними характеристиками. У даному випадку потрібно було використовувати «штучний» матеріал з низьким значенням перетину реакції

(n, γ), але зі схожими на гафній властивостями стосовно ослаблення фотонів. На роль такого матеріалу добре підійшов свинець, оскільки його поглинаючі властивості суттєво нижчі, ніж у гафнію (маються на увазі поперечні перетини поглинання нейтронів).

Взаємодія фотона з атомом матеріалу багато в чому зумовлена щільністю електронної хмари [2, 3]. Для порівняння матеріалів зручно в такому випадку ввести поправку на різну кількість електронів для гафнію і свинцю, наприклад, в одиниці об'єму. Поправка ця, звичайно, стосується лише густини матеріалу, адже інші параметри – фіксовані. У результаті при визначенні матеріалів у кодї MCNPX для свинцю було використано густину $\rho'_{\text{Pb}} \approx 13,48 \text{ г/см}^3$, замість $11,34 \text{ г/см}^3$. Таким чином, було отримано ідентичність властивостей для послаблення фотонів у комбінації зі здатністю мізерно малої участі в поглинанні нейтронів. У такому разі, потоки реакторних γ -квантів мінімально спотворені випромінюванням, яке генерується в детекторі. З іншого боку, скоригована щільність електронів забезпечує ті ж коефіцієнти послаблення для процесів фотоефекту, комптонівського розсіювання та утворення пар електрон – позитрон, що й у випадку гафнію, і дає змогу отримати інтенсивність генерації електричного заряду, що відповідає цьому металу, і все це для фотонів реакторного походження.

Загалом було розглянуто систему, в якій реакторні фактори є постійними, і в основі будь-яких змін у поведінці детектора лежить модифікація нуклідного складу матеріалу його емітера. Такі умови були прийняті для того, щоб відокремити й оцінити роль емітера на тлі реакторних факторів.

Отримані результати дають змогу зробити такі висновки:

- реакторні фотони мають найбільшу частку в сумарному γ -випромінюванні, що діє на детектор;
- частка фотонів, що формуються в детекторі набагато менша порівняно з реакторними потоками γ -квантів, однак саме ця частка визначає поведінку сумарного потоку;
- інтенсивність генерації електричного заряду головним чином визначається фотонами реакторного походження.

1. А.С. Андрушечко та ін. *АЕС з реактором ВВЕР-1000. Від фізичних основ експлуатації до еволюції проекту*. (Москва: Логос, 2010) 604 с.
2. Ю.М. Семченков, В.А. Мільто. Аналіз шумів нейтронного потоку, що викликані флуктуаціями параметрів теплоносія в активній зоні ВВЕР. *Атомна енергія* 103(5) (2007) 283.
3. *Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials*. D. Reilly, N. Ensslin, H. Smith, Jr. (Eds.). NUREG/CR-5550. LA-UR-90-732 (United States, 1991). 723 p.

ОСОБЛИВОСТІ СПЕКТРІВ ПЕРВИННОГО ТА ВТОРИННОГО ОПРОМІНЕННЯ ГАММА ТА ЕЛЕКТРОННИХ МЕДИЧНИХ ПУЧКІВ ПІСЛЯ ПРОХОДЖЕННЯ ЧЕРЕЗ МЕТАЛЕВІ КОЛІМАТОРИ

І. Є. Анохін, Д. М. Рамазанов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Однією з основних проблем променевої терапії є пошкодження здорових клітин. Найбільш яскраво ця проблема проявляється при глибоко розташованих пухлинах. Вирішити цю проблему і зменшити передозування здорових тканин покликане просторове фракціонування терапевтичного пучка. Для зменшення згубного радіаційного впливу запропоновано використовувати нову концепцію, яка базується на розбитті основного пучка на безліч міні-пучків [1].

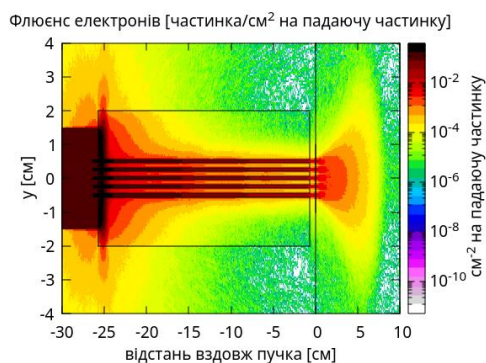
Для фракціонування терапевтичних променів загальною практикою є використання спеціалізованих коліматорів. У попередніх роботах [2, 3] було проведено дослідження та моделювання різних типів металевих матричних коліматорів, виготовлених з різних матеріалів (свинець, мідь, вольфрам та тантал) для формування міні-пучків для підвищення ефективності просторового фракціонування дози для різних типів іонізуючого випромінювання.

Основною метою даної роботи є продовження попередніх досліджень, а саме дослідження спектрів первинних і вторинних частинок міні-променів після проходження крізь металеві коліматори. Було виконано моделювання, що демонструє вплив вторинного випромінювання, яке генерується при проходженні первинного пучка крізь коліматор, на результат опромінення. Розраховано та порівняно спектри первинного та вторинного випромінювання після проходження крізь різні коліматори.

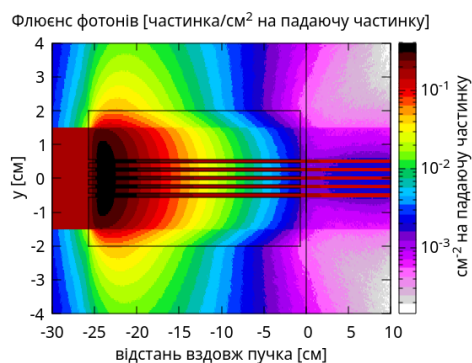
Для моделювання використовували Монте-Карло код Fluka версії 4-3.0 [4]. Моделювання проводилося для медичних пучків електронів з енергією 18 MeV та γ -випромінювання з енергією 25 MeV, що проходять крізь коліматори, виготовлені з різних матеріалів та різної товщини. Діаметр первинного пучка був 3 см, а відстань від джерела опромінення до фантома вибиралася 30 см. Відстань між коліматором і фантомом становить 7 мм. На поверхні фантома розташовується кремнієвий піксельний детектор (типу MediPix) товщиною 300 мкм, та розмірами 2×2 см. Більш детально геометрію експерименту описано у роботах [2, 3].

На рисунку 1.а - 2.а та 1.б - 2.б представлено результати розрахунків для флюєнсів первинних та вторинних частинок для електронного та γ -джерел частинок показано відповідно. На рисунку 1.в наведено спектри електронного (первинного) та гамма (вторинного) пучків, а на рисунку 2.в наведено спектри гамма (первинного) та електронного (вторинного) пучків, що попадають у кремнієвий детектор після проходження металевого коліматора. Додатково на рисунку 1.г - 2.г наведено спектри первинних частинок в області центрального колімованого міні-пучка 1×1 мм (пік) та в області навколо центрального колімованого міні-пучка $2,5 \times 2,5$ мм (долина).

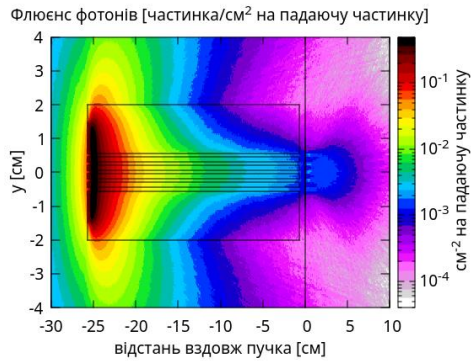
Розраховані спектри частинок і розподіл флюєнсів показують, що при правильному виборі геометрії та матеріалу металевих коліматорів залежно від енергії та типу первинних пучків, можна зменшити вплив розщеплення променя на ефективність фракціонування та значно зменшити вплив вторинного опромінення. Ці результати можуть бути використані як для оцінки доставки дози різних типів опромінення до фантома, а також для оцінки впливу фракціонування як на пухлинні, так і на нормальні тканини, для яких практичне впровадження колімації видається виправданим.



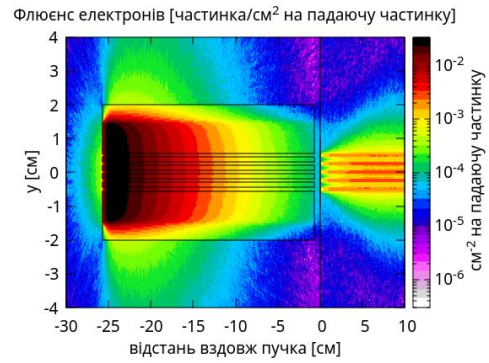
1.а



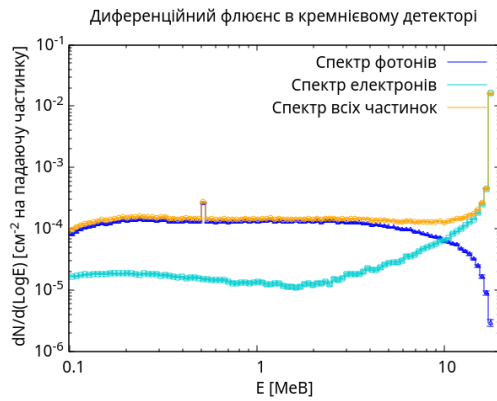
2.а



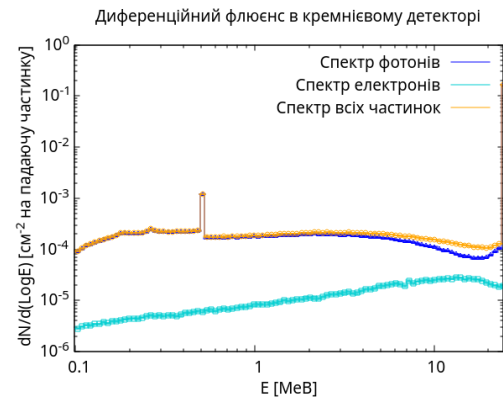
1.б



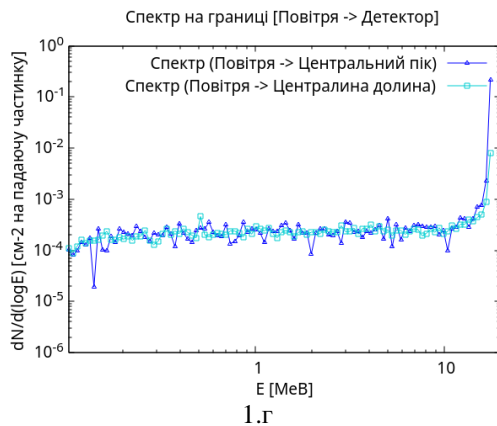
2.б



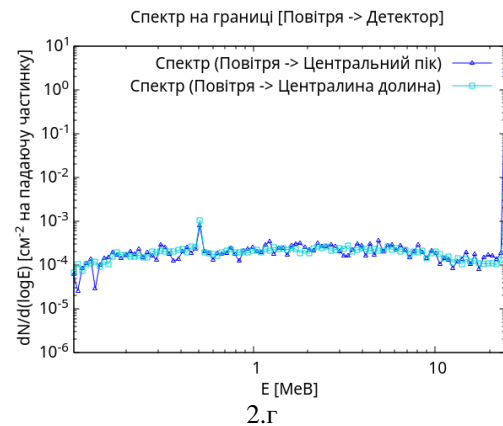
1.в



2.в



1.г



2.г

Електронний пучок з $E = 18$ MeV

Гамма пучок з $E = 25$ MeV

Моделювання проходження медичних пучків (електрони та γ -кванти) крізь матричний коліматор, виготовлений зі сталі, товщиною 25 см.

1. Y. Prezado, G.R. Foiss. Proton-minibeam radiation therapy: a proof of concept. Medical Physics 40(3) (2013) 031712.
2. I.E. Anokhin et al. Matrix metal collimators studies for the spatially fractionated radiation therapy. In: 2020 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference. Conference theses NSS-11. Boston, United States, Oct. 31 - Nov. 07, 2020.
3. I.E. Anokhin, V.M. Pugatch, D.M. Ramazanov. Matrix metal collimators studies for the spatially fractionated radiation therapy. Part II: Tungsten, Tantalum and Iron Collimators. In: 2021 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference. Conference theses N-28-194. Yokohama, Japan, 16 - 23 October 2021.
4. <https://fluka.cern/>

РЕНТГЕНІВСЬКА ДИФРАКТОМЕТРІЯ ЯК МЕТОД ТЕСТУВАННЯ БРОНЕПЛАСТИН, ВИГОТОВЛЕНИХ З РЕАКЦІЙНО-ЗВ'ЯЗАНОГО КАРБІДУ КРЕМНІЮ

Л. І. Асламова, Ю. Є. Грабовський, М. А. Заболотний

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Актуальність розробки. Сучасні елементи броньованого захисту мають складну композитно-функціональну структуру – містять у своєму складі спеціалізовані роздріблюючо-відхиляючий і затримуючий шари. Одним із найважливіших елементів композитної броні є роздріблюючо-відхиляючі елементи, до якості яких існують особливо жорсткі вимоги. Звичайною технологією отримання керамічних виробів є спікання при високій температурі попередньо відпресованих композитних заготовок, під час якого відбуваються хімічні перетворення складових, у результаті чого одержана кераміка стає реакційно-спеченою. Такі процеси реалізуються в кераміці на основі карбіду кремнію (SiC).

У процесі отримання кераміки шляхом гарячого пресування в ній можуть виникати фазові неоднорідності, пори та інші дефекти, наявність яких суттєво впливає на захисні характеристики керамічних модулів при врахуванні прикладених до них динамічних навантажень. Зразки з можливими дефектами представлено на рис. 1

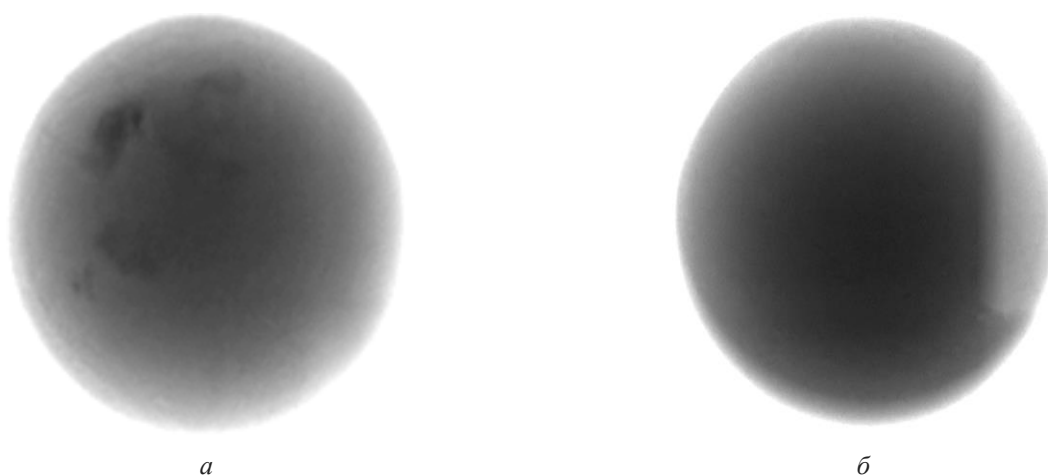


Рис. 1. Рентгенівські дефектограми зразків з густиною (ρ) 3,10 г/см³

Середня густина зразків на рис. 1 однакова, але найменше значення ρ у зразку *a* перевищує значення 3,08 г/см³ і тому зразок задовольняє ТУ. Найменше значення ρ у зразку *б* \sim 3,02 г/см³ – зразок не задовольняє ТУ. Таким чином, при оцінці якості роздріблюючо-відхиляючих елементів при динамічних навантаженнях мають бути досліджені і враховані їхні локальні характеристики. При визначенні фізичних особливостей механізму ударного впливу на кераміку має бути враховано, що це двоетапний процес. На першому етапі, що триває кілька мікросекунд, реалізується генерація, поширення і відбивання хвилі стиснення в кераміці, що обумовлює появу сукупності радіально розташованих тріщин, локалізованих у приповерхневому шарі кераміки в околі точки попадання ударника. На другому етапі фронт руйнування, утворений тріщинами, починає поширюватися перед ударником вглиб кераміки. У сукупності тріщини формують коноід руйнування, який закінчується в задній площині броні. Властивості і характеристики елементів з SiC під динамічним навантаженням досліджені недостатньо.

Мета досліджень. Визначення фізичних закономірностей взаємозв'язку (коефіцієнта кореляції – КК) між механіко-міцностними параметрами при динамічних навантаженнях виробів з реакційно-зв'язаного SiC і його структурно-політипними характеристиками.

Матеріали дослідження, експериментальна частина. При виготовленні зразків з реакційно-зв'язаного SiC використовувалася шихта із вмістом SiC 85 - 95 %. Серед основних домішок були присутні кремній та вуглець. Вміст інших елементів становив менше 0,2 %. Зразки мали форму паралелепіпедів з розмірами 25 × 25 × 30 мм та закруглених конусів висотою 25 - 37 мм і діаметром основи 32 - 38 мм. При виборі зразків враховувалося, що міцність виробів із SiC суттєво визначається густиною виробу. Густина матеріалу (ρ) зразків вибиралася не меншою 3,05 г/см³, що давало змогу визначати характеристики актуальних елементів захисних бронеплит. Використовувалися зразки з густиною 3,05; 3,07; 3,10; 3,15; 3,18; 3,20; 3,30 г/см³. Дифрактометричні дослідження проводилися з використанням дифрактометра ДРОН-3М. Дифрактограми отримували в дискретному режимі при

таких параметрах сканування: кутовий інтервал $2\theta = (20 - 150)$, крок сканування $0,05^\circ$ і час експозиції в точці 10 с з використанням фільтрованого $\text{Cu}_{K\alpha}$ випромінювання. Дифрактограми отримували для кожного зразка від двох взаємно перпендикулярних поверхонь з метою з'ясування гомогенності фазового складу, а також наявності текстури.

Результати досліджень, аналіз. У результаті проведених досліджень було одержано дифрактограми, для яких є характерна немонотонна залежність зміни амплітудних значень піків інтенсивності дифрагованих рентгенівських променів від значень 2θ при опроміненні взаємно перпендикулярних поверхонь. Суттєво це обумовлено тим, що до складу кристалічної ґратки SiC можливе входження великої кількості політипів (відомо більш ніж 300 кристалічних форм SiC). Для аналізу та інтерпретації отриманих рентгенівських даних було використано оригінальний пакет програм, який створений з використанням відомих алгоритмів. Це дало можливість ідентифікувати у відповідних зразках характер наявних політипів SiC, а також супутніх фаз. По співвідношенню інтегральних інтенсивностей було розраховано на якісному рівні кількісне співвідношення політипів і супутніх фаз для кожного зразка.

Зв'язок між густиною зразка та значенням КК дифрактограм, визначених для взаємно перпендикулярних поверхонь, ілюструє рис. 2.

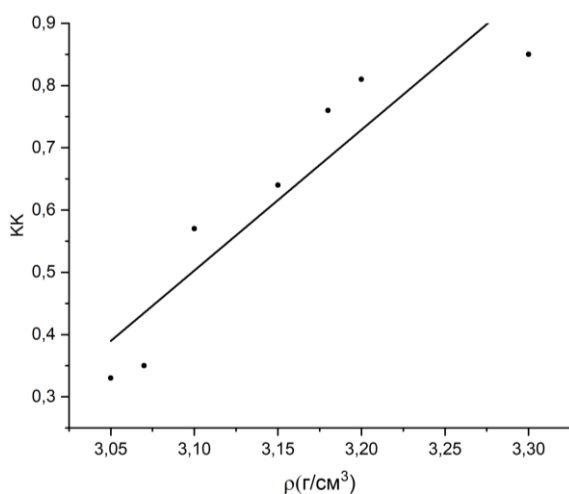


Рис. 2. Залежність коефіцієнта кореляції від густини зразка.

Висновки.

1. При використанні спектрів дифрактометрії рентгенівських променів встановлено взаємозв'язок між наявними політипами та густиною зразків. Найменша густина притаманна зразкам, які вміщують політип β -SiC. Збільшенню густини сприяє збільшення вмісту базового політипу SiC 6H та політипу SiC 15R, а також залишкової фази чистого Si.

2. Високі значення густини зразків з реакційно-зв'язаного SiC досягаються при високих значеннях коефіцієнтів кореляції дифрактограм, отриманих для взаємно перпендикулярних поверхонь.

3. Наявність залишкових фаз Si або C в процесі виготовлення елементів з реакційно-зв'язаного SiC сприяє збільшенню їхньої густини.

ВПЛИВ НАСИЧЕННЯ ВАКАНСІЯМИ НА РАДІАЦІЙНУ СТІЙКІСТЬ І ФАЗОВІ ЗМІНИ СФЕРИЧНИХ НАНОЧАСТИНОК Fe ПРИ ОПРОМІНЕННІ

Ю. С. Білогородський, А. С. Шірінян

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Високодисперсні композиційні матеріали є перспективними матеріалами для ядерних реакторів нового покоління. В умовах експлуатації такі матеріали під опроміненням стають схильними до радіаційного насичення вакансіями і фазових перетворень [1, 2] внаслідок впливу факторів на фазову стабільність [3, 4]. Важливим механізмом зменшення кількості точкових дефектів у опроміненні матеріалах є міграція точкових дефектів до поверхні зерен або міжфазних границь. Присутність поверхонь (приміром, за рахунок високої дисперсності матеріалу і збільшення відносної частки поверхні до об'єму матеріалу) може покращити радіаційну стійкість. Саме з цих позицій у нашому дослідженні пропонується термодинамічний підхід Гіббса для опису впливу радіаційного опромінення (вакансійного насичення) на фазову стабільність сферичної наночастинки Fe і на поліморфне $\alpha\text{-Fe} \rightarrow \gamma\text{-Fe}$ фазове перетворення нанопорошку, розміщеного в інертному середовищі [5].

На основі створеної термодинамічної моделі проаналізовано зміни $\alpha\text{-Fe} \rightarrow \gamma\text{-Fe}$ в околі температури перетворення залежно від ступеню вакансійного пересичення, розміру частинок, температури та інших параметрів, з режимами опромінення близько 4 MeV і флюенсом $1 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{16}$ іон/см².

На рис. 1 представлено розраховану нами картину зміни вільної енергії наночастинки при переході $\alpha\text{-Fe} \rightarrow \gamma\text{-Fe}$ ($T = 800$ K) залежно від розміру. Результати зумовлені конкуренцією між енергією накопичених вакансій у частинці, об'ємною енергією фазового перетворення та поверхневою енергією частинки. Нами враховано апроксимаційну залежність концентрації вакансій C_v для відповідних режимів опромінення. У зоні I перетворення може відбуватися без опромінення, в зоні II фазове перетворення не може відбуватися незалежно від того, опромінюється матеріал чи ні, в зоні III фазове перетворення може відбуватися тільки при опроміненні.

Збільшення дози опромінення призводить до зменшення зони неможливості переходу, а врахування об'ємного розпухання до появи ще однієї зони, для малих розмірів при яких частинка не перетворюється самостійно, але може перетворитися під опроміненням.

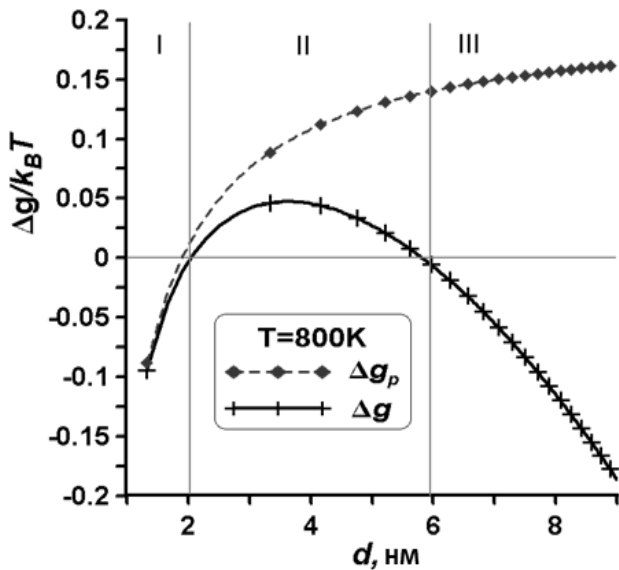


Рис. 1. Зміна вільної енергії для фазового перетворення $\alpha\text{-Fe} \rightarrow \gamma\text{-Fe}$ (в опроміненій сферичній наночастинці Fe в інертному середовищі дисперсного матеріалу) залежно від розміру частинки (d): суцільна лінія – для опромінених наночастинок, пунктирна лінія – без обробки опроміненням.

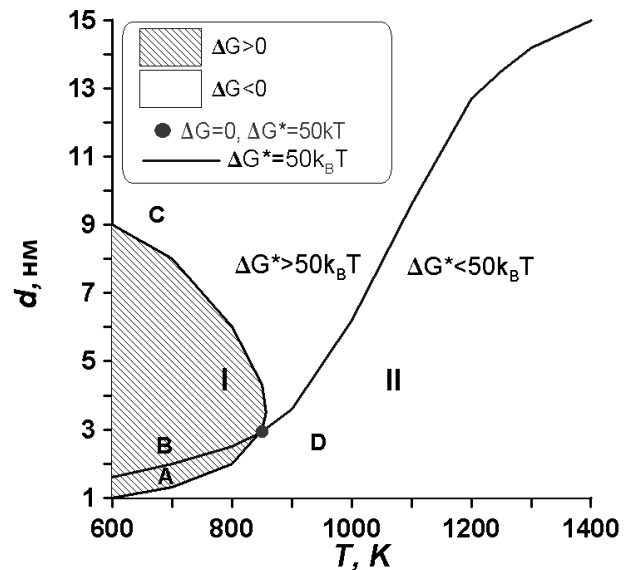


Рис. 2. Представлення залежних від розміру та температури діаграм стабільності фази $\alpha\text{-Fe}$ для фазового переходу $\alpha\text{-Fe} \rightarrow \gamma\text{-Fe}$ під дією опромінення.

На рис. 2 зображено температурно-розмірну діаграму опроміненого нанокристалічного Fe, де додатково враховано кінетичну умову $\Delta G^* = 50 k_B T$ (k_B – стала Больцмана) як критерій можливості зародкоутворення нової фази. Отримано дві області (або чотири підобласті) для трансформації наночастинки $\alpha\text{-Fe}$ під час опромінення:

– область I – стабільна частинка фази α -Fe. Фазове перетворення не може відбуватися: $\Delta G > 0$. У підзоні A виконується умова $\Delta G^* < 50$ кВТ і ймовірність таких коливань фазової зміни висока, але кінцевий стан буде метастабільним. У підзоні B має місце $\Delta G^* > 50$ кВТ і ймовірність зародкоутворення через двофазні конфігурації невелика;

– область II – частинка фази α -Fe є нестабільною, може відбуватися фазове перетворення: $\Delta G < 0$. У підзоні C виконується умова $\Delta G^* > 50$ кВТ, тому такий перехід може бути заборонений через малу ймовірність зародкоутворення. У підзоні D найкращі умови для фазового перетворення α -Fe \rightarrow γ -Fe, оскільки $\Delta G^* < 50$ кВТ.

Роботу виконано в рамках НДР № III-114-22 «Розробка нових високодисперсних композиційних матеріалів з високими характеристиками радіаційної стійкості та фізико-хімічними властивостями» (РК 0122U001445, керівник – д.ф.м.н. А. С. Шірінян) і напряму досліджень лабораторії № 36 композитних матеріалів атомно-водневої енергетики ІПФ НАН України.

1. И.М. Неклюдов, Т.П. Черняеваю *Радиационная аморфизация материалов. Обзор* (Харьков, ХФТИ, 1993) 76 с.
2. E. Levo et al. *Journal of Materials Research* 34 (2019) 854.
3. T.D. Shen. *Nucl. Instr. Meth. B* 266 (2008) 921.
4. J. Hohl et al. *J. Mater. Sci.* 56 (2021) 14611.
5. A. Shirinyan A, G. Wilde, Y. Bilogorodskyy. *J. Mater. Sci.* 55 (2020) 12385

ОСОБЛИВОСТІ ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВИХІДНИХ ТА ОПРОМІНЕНИХ ЗЕЛЕНИХ InGaN/GaN СВІТЛОДІОДІВ

Р. М. Вернидуб¹, Ю. Б. Мірошниченко¹, Т. І. Мосюк¹, Н. Ю. Павлова¹, В. П. Тартачник²

¹ Національний педагогічний університет імені М. П Драгоманова, Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Чутливість людського ока максимальна до зеленого кольору свічення, що розширює можливості застосування зелених світлодіодів (СД) в області візуальної обробки та передачі інформації.

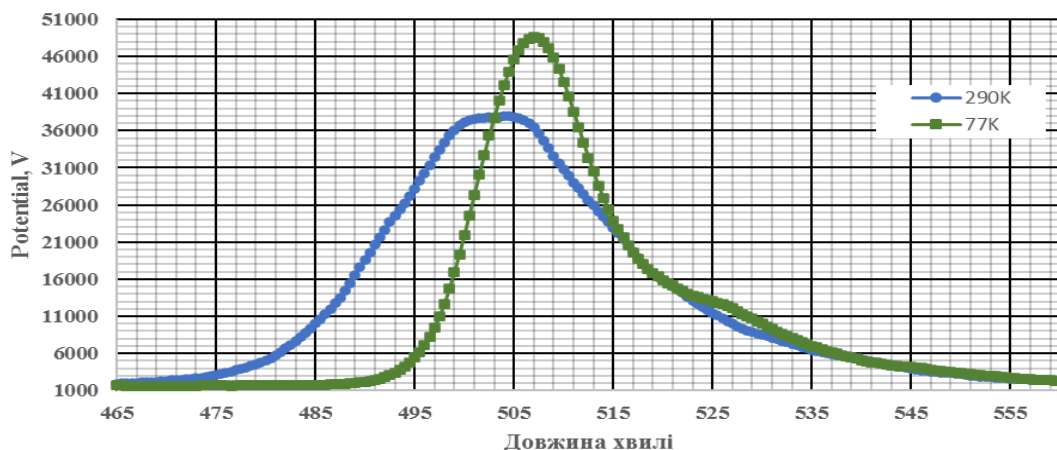
Розвиток технології вирощування «білих» СД неможливий без детального дослідження особливостей спектральних характеристик одного із компонентів монолітних RGB СД – джерела зеленого свічення. Водночас на шляху одержання ефективних зелених СД виникла проблема «зеленої долини» – технологічних труднощів вирощування, зумовлених головним чином двома обставинами. Перша – неможливість одержання малодфектних шарів InGaN унаслідок значної незгодженості періодів ґраток активної області та підкладинки. Друга – принципова: для зсуву максимуму випромінювання у довгохвильову область необхідно збільшувати відсоток In у розчині до 30 %, але при цьому підвищується поляризаційне поле у квантових комітках, а відтак і вплив ефекту Штарка, який зменшує перекриття хвильових функцій електрона з діркою, що знижує імовірність їхньої рекомбінації.

Квантові ями зазвичай вирощуються вздовж полярної осі (0001), де p' єзополе сягає $\sim 0,3 \div 1,5$ МВ/см; на цій площині погано вбудовується In, породжуючи цим самим додаткове число дефектів, в основному – дислокацій, щільність яких може становити $\rho_d = 10^{10}$ см⁻².

Відомо, що високий рівень іонізації, властивий процесу опромінення швидкими частинками, може зменшувати степінь напруженості на межах розділу двох середовищ; контролюючи вид і концентрацію дефектів введених радіацією, можна впливати на параметри і характеристики матеріалів та накопичувати інформацію про властивості порушень структури, специфічних для вибраних об'єктів.

У виконаній роботі основна увага зосереджувалася на дослідженні наслідків впливу радіаційних дефектів на електрофізичні характеристики нанорозмірних InGaN/GaN структур зеленого свічення. Для введення точкових порушень структури використовувались електрони з $E = 2$ МеВ; опромінення проводилося при $T = 300$ К.

На рисунку показано спектри зеленого СД InGaN/GaN, зняті при $T = 77$ К та $T = 290$ К. Профіль спектрів близький до розподілу Гауса у високоенергетичній частині спектральних кривих; в області малих енергій квантів класичний розподіл деформується – виникає додаткова широка рекомбінаційна смуга з $\lambda_{\max} = 527$ нм, очевидно пов'язана зі структурою квантової ями (КЯ). У міру збільшення рівня інжекції її інтенсивність монотонно зростає, що може бути зумовлене заповненням одного з рівнів тонкої структури КЯ.



Спектри зеленого СД InGaN/GaN, $\lambda_{\max} = 505$ нм, $T = 77$ К, $T = 290$ К.

Електронне опромінення супроводжується зменшенням квантового виходу досліджуваних зразків у результаті введення глибоких безвипромінювальних рівнів переважно в області КЯ; зростання диференційного опору ВАХ, зумовлене падінням концентрації носіїв на верхніх рівнях КЯ і відповідним збільшенням висоти бар'єрного потенціалу GaN.

СПЕКТРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗЕЛЕНИХ InGaN/GaN СВІТЛОДІОДІВ

Р. М. Вернидуб¹, Т. І. Мосюк¹, Г. В. Рокицька¹, В. П. Таргачник²

¹ Національний педагогічний університет імені М. П. Драгоманова, Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Досліджувались світлодіоди (СД), вирощені методом епітаксії з металоорганічних сполук (МОСVD) на сапфірових підкладках з активним шаром $\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{N}$. Спектри електролюмінесценції знімалися за допомогою спектрометра Green-Wave (350 - 1150 нм) в інтервалі температур $T = 77 \dots 290$ К у межах струмів $I = 1 \div 20$ мА. Величина квантового виходу η вимірювалася при кімнатній температурі. На рис. 1 і 2 наведено спектри досліджуваних зразків, зняті при різних струмах. З рис. 1 видно, що у міру зростання I окрім основної лінії випромінювання квантових ям (КЯ) з $\lambda_{\text{max}} = 505$ нм виразно виділяється сусідня з $\lambda_{\text{max}} = 501$ нм, і, коли величина струму сягає $I = 20$ мА, її інтенсивність починає перевищувати основну. Відстань між максимумами обох становить $\Delta h\nu = 19,5$ еВ, що відповідає подвійному значенню енергії поздовжнього оптичного фонона у GaN, та дає змогу трактувати лінію $\lambda_{\text{max}} = 501$ нм, як фононне повторення основної. Незначне перевищення інтенсивності останньої над основною лінією – очевидно результат нагрівання зразка струмом $I = 20$ мА.

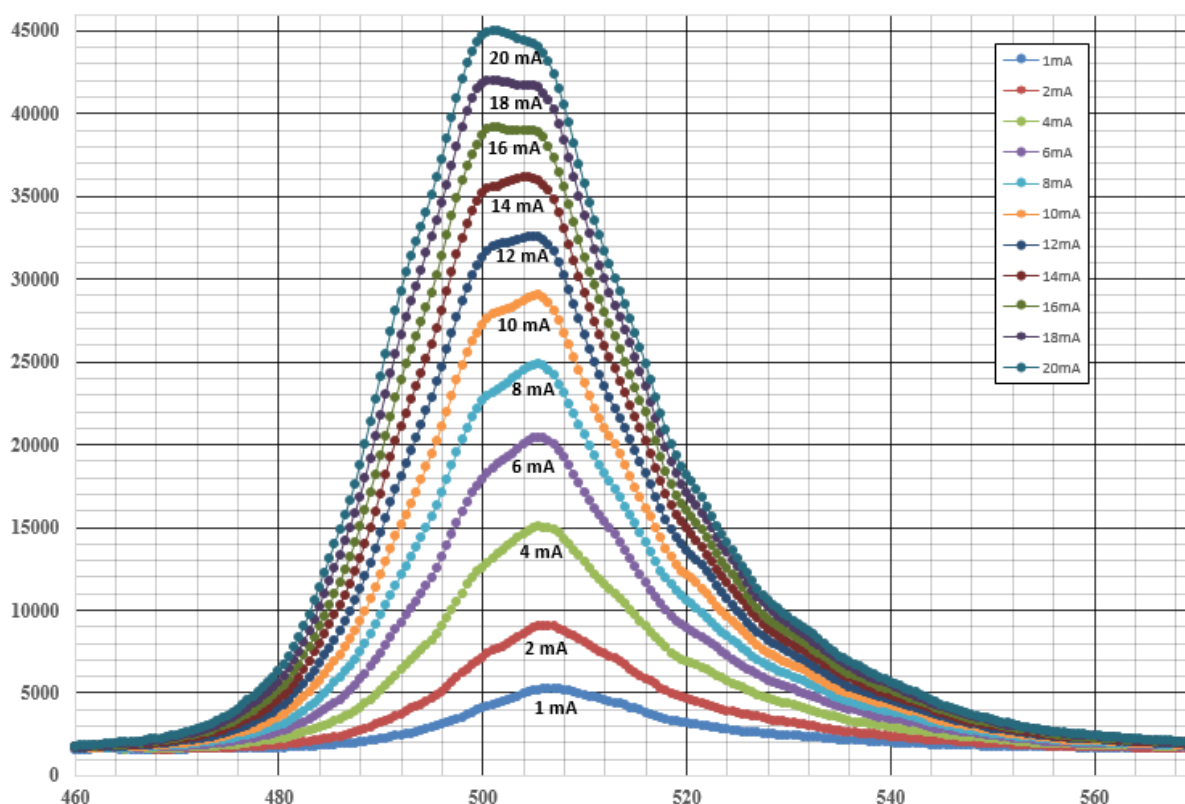


Рис. 1. Спектри зеленого СД InGaN/GaN, $\lambda_{\text{max}} = 505$ нм при $T = 290$ К.

Головна особливість низькотемпературних спектрів – «голубий» зсув спектральної кривої, викликаний зростанням струму через СД $\Delta\lambda = 7.2$ нм; $\Delta h\nu = 3 - 45$ меВ (див. рис. 2). Таке зміщення – очевидний наслідок квантування енергетичних станів нанорозмірної системи, коли поступове заповнення верхніх рівнів у міру зростання інжекції рівнозначне збільшенню енергії рекомбінаційних квантів.

Нанорозмірність СД з КЯ також впливає на величину їхнього квантового виходу – після досягнення струмом певного для кожного зразка значення, η зменшується, що зумовлено «переливанням» носіїв через бар'єр квантової комірки; ефект особливо помітний для структур із вузькими КЯ.

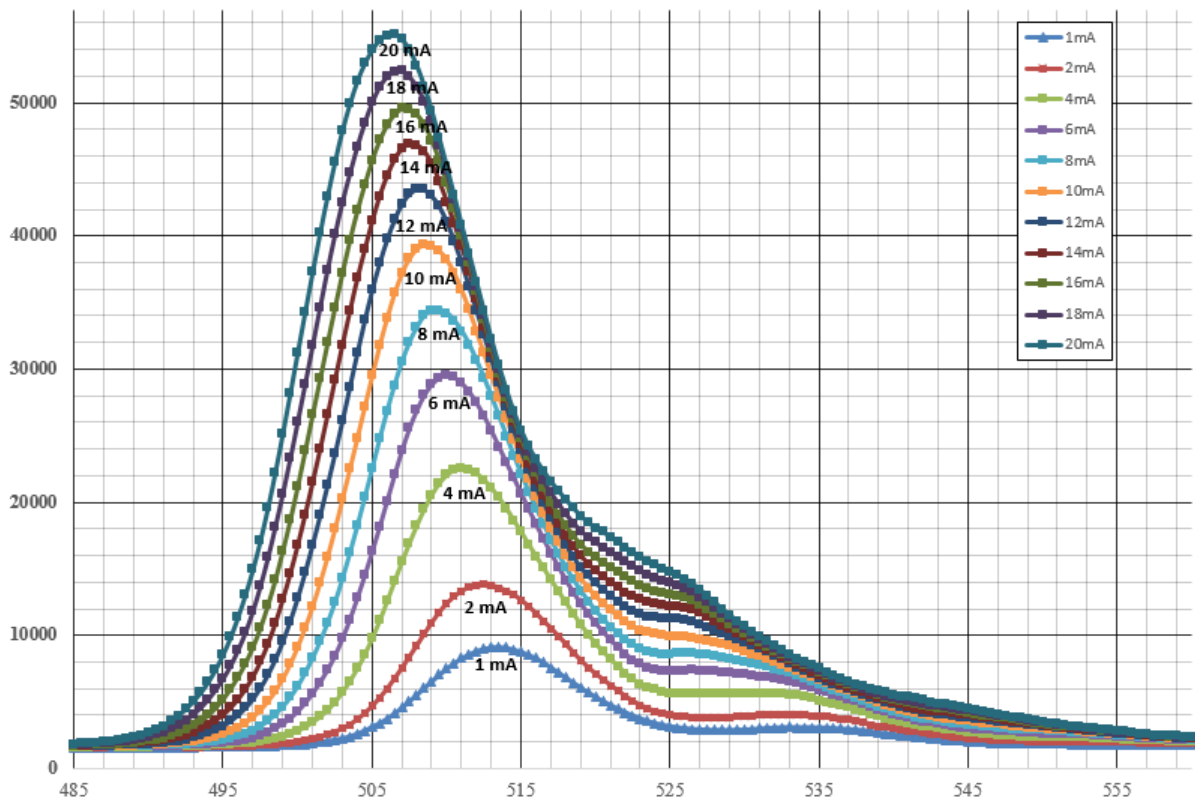


Рис. 2. Спектри зеленого СД InGaN/GaN, $\lambda_{\text{max}} = 505$ нм при $T = 77$ К.

Зменшенню ефективності СД в області великих струмів можуть сприяти також, квазібалістичні електрони активної області, нездатні термалізуватися і, відповідно, неспроможні взяти участь у процесі рекомбінації з термалізованими дірками. Додатково знижувати ефективність СД може також ефект Штарка, розводячи у просторі електрони з дірками, що призводить до зменшення імовірності їхньої зустрічі.

АНІГІЛЯЦІЯ ПОЗИТРОНІВ У ТОЧКОВИХ ДЕФЕКТАХ РЕАКТОРНИХ МАТЕРІАЛІВ У МОДИФІКОВАНІЙ МОДЕЛІ ТАО - ЕЛДРУПА

М. І. Ворона, О. А. Лебедь

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Вплив радіаційного випромінювання на конструкційні матеріали ядерних реакторів на сьогоднішній день є одним з найактуальніших питань радіаційного матеріалознавства. Це зокрема пов'язано із соціальною та економічною необхідністю продовження терміну дії працюючих нині реакторів та реалізації амбітних проєктів по створенню ядерних реакторів нового покоління, що актуально наразі як для України, так і в усьому світі [1]. Для досягнення таких цілей необхідно створити сплави для певних конструкційних елементів реакторів, що зберігають свої механічні властивості після дози опромінення навіть до 100 змисень на атом. Експериментальне дослідження таких сплавів стикається як з економічними, так із науковими викликами.

Основна мета даного дослідження полягає у розвиненні фізичних уявлень про процес анігіляції позитронів у конструкційних матеріалах ядерних реакторів для вивчення їхньої дефектної структури, а також виконання прикладних розрахунків для проведення експериментів із спектроскопії часу життя позитронів в опромінених матеріалах.

Метод спектроскопії часу життя позитронів дає унікальні можливості для дослідження електронної структури опроміненого матеріалу та визначення концентрацій точкових і протяжних дефектів, оскільки особливості електронної структури змінюють час життя позитрона в матеріалі. Визначення швидкості анігіляції позитрона потребує обчислення електронної густини та її локальних змін поблизу дефектів [1 - 5]. Час життя позитрона τ і, відповідно, швидкість анігіляції позитрона λ визначається перекриттям густини електрона і позитрона в області локалізації останнього. У загальному випадку швидкість анігіляції позитрона в матеріалі залежить від перерізу анігіляції електрон-позитронної пари та розподілу електронної густини [2 - 5] і визначається так:

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \pi r_0 c^2 \int |\psi_+(r)|^2 n_-(r) \cdot \gamma \cdot dr, \quad \gamma \equiv \gamma[n_-(r)] = 1 + \frac{\Delta n_-}{n_-}. \quad (1)$$

Тут залежність від r визначає залежність від просторових координат; r_0 та c – класичний радіус електрона та швидкість світла у вакуумі; $n_-(r)$ густина ймовірності електронного розподілу, $\psi_+(r)$ – хвильова функція позитрона У виразах (1) також введена кореляційна функція γ , що описує локальні зміни електронної густини. Локальні утворення (дефекти) характеризуються меншою електронною густиною порівняно з бездефектними областями, тому час життя позитрона в цих областях зростає. При цьому кожний дефект має власний час життя, а інтенсивність відповідної компоненти в сумарному експериментальному спектрі визначається з концентрацією таких дефектів.

Дослідження процесу електрон-позитронної анігіляції найбільш зручно проводити з позиції квантової механіки. З цією метою було розроблено низку методів (метод Хартрі - Фока і його узагальнення, метод псевдопотенціалу тощо), кожний з яких має свої переваги і недоліки та відрізняється необхідними вхідними даними. Модель Тао - Елдрупа, розроблена Семюелем Тао і Мортенем Елдрупом [6, 7], дає змогу описати процес анігіляції позитрона в сферично симетричній потенціальній ямі та забезпечує простий та наочний зв'язок між розміром ями та часом життя в ній позитронієвих станів (рис. 1, а). Явище описується так званим процесом анігіляції вилучення електрона («pick-off»), коли позитрон анігілює з електроном основного матеріалу.

У моделі Тао - Елдрупа взаємодія позитрона із середовищем була апроксимована нескінченно глибокою сферично-симетричною потенціальною ямою певної ширини. Також феноменологічно було включено прошарок електронної густини всередині ями шириною δ (рис. 1, а), який і визначає межі інтегрування у загальному виразі (1). Ще однією особливістю моделі Тао - Елдрупа є припущення, що електронна густина в приграничному шарі така ж, як і в основному об'ємі матеріалу. Розв'язок рівняння Шредінгера для моделі Тао - Елдрупа добре відомий, енергія позитронієвого стану E приймає дискретні значення.

У представленому дослідженні пропонується розвинути модель Тао - Елдрупа на випадок, коли висота потенціальної ями має скінченну висоту (рис. 1, б). При цьому не вводиться додатковий шар, а швидкість анігіляції визначається перекриттям позитронної та електронної густини за рахунок тунелювання за межі потенціальної ями в основний матеріал. Ідеалізація системи за допомогою моделі сферичної потенціальної ями зводиться до припущень про повну ізотропію сил і сталість потенціальної енергії всередині ями. Проте дає важливу інформацію для аналізу спектрів часу життя позитронів в опромінених матеріалах та дані для верифікації кількісних розрахунків часу життя позитрона методами функціоналу щільності, що широко використовується для таких задач.

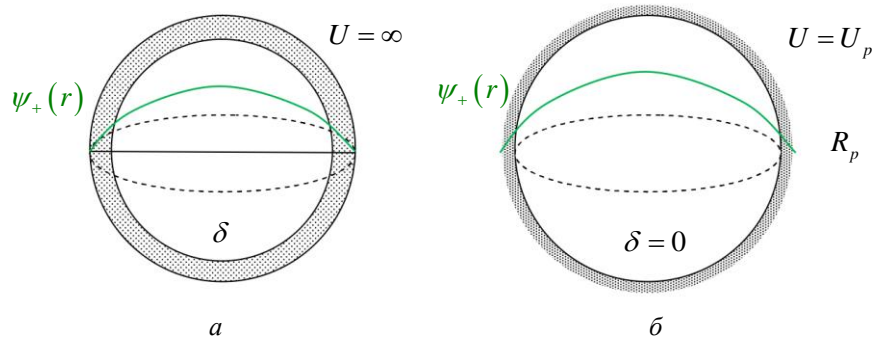


Рис. 1: а – модель Тао - Елдрупа; б – модифікована модель.

Розв'язки рівняння для модифікованої моделі можуть бути знайдені аналітично, вони мають різний вигляд усередині ями та за її межею. Враховуючи неперервність хвильової функції та її похідної, при зшиванні на границі ями отримаємо умову на значення енергії позитронієвих станів

$$\frac{\sin(\kappa R_p)}{\kappa R_p} = \pm \frac{a_0}{R_p} \sqrt{\frac{Ry}{2U_p}}, \quad \kappa = \sqrt{\frac{2m_p}{\hbar^2} E}, \quad (2)$$

де $Ry = 13,6 \text{ eV}$ – постійна Рідберга; $a_0 = 0,53 \text{ \AA}$ – радіус Бора, які зручно використати як масштаби довжини та енергії відповідно ($r_p = R_p / a_0$, $u_p = U_p / Ry$, $\varepsilon = E / Ry$).

Виконаємо відповідні розрахунки по загальному визначенню (1) і отримаємо для часу життя $\tau_p = 1 / \lambda_p$ позитронієвого стану такий аналітичний вираз:

$$\tau_p = \tau_0 \left\{ 1 + \frac{r_p \sqrt{2(u_p - \varepsilon)}}{2 \sin^2(r_p \sqrt{2\varepsilon})} \left(1 - \frac{\sin(2r_p \sqrt{2\varepsilon})}{2r_p \sqrt{2\varepsilon}} \right) \right\}, \quad (3)$$

який є оригінальним результатом і описує зміну часу життя позитронієвого стану в сферично-симетричній потенціальній ямі скінченної висоти. Як і слід було очікувати, з урахуванням зв'язку для енергії, відносна зміна часу життя позитрона повністю визначається висотою та шириною ями.

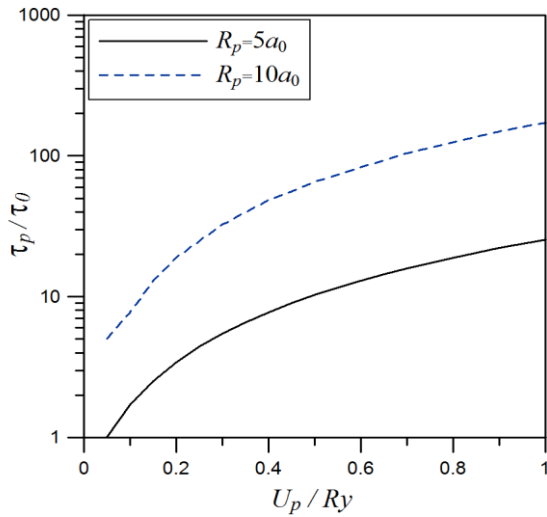


Рис. 2.

На рис. 2 представлено залежність відношення часу життя позитрона в сферично-симетричній потенціальній ямі скінченної висоти до часу життя позитрона в основному об'ємі матеріалу як функція від висоти потенціальної ями при різних значеннях її розмірів. Розглянуто область значень, коли в потенціальній ямі є лише один рівень енергії. З ростом висоти потенціальної ями значення часу життя досить швидко зростає і в розглянутому діапазоні енергій на два порядки величини може перевищувати час життя позитрона в основному об'ємі матеріалу. Слід зазначити, що врахування тунелювання електронів всередину потенціальної ями зменшить час життя позитрона, проте це предмет для подальших досліджень.

1. В.Н. Воеводин. ВАНТ 2 (2007) 10.
2. R. N. West. *Positrons in solids* (Berlin, Heidelberg: Springer, 1979) p. 89.
3. M.J. Puska, R.M. Nieminen. *Reviews of Modern Physics*. 66 (1994) 841.
4. В.И. Графутин, Е. П. Прокопьев. УФН 172(1) (2002) 67.
5. А.Б. Дудник и др. ВАНТ 2 (2013) 84.
6. S.J. Tao. *J. Chem. Phys.* 56 (1972) 5499.
7. D.M. Eldrup, D. Lightbody, J. N. Sherwood. *J. Chem. Phys.* 63 (1981) 51.

СИСТЕМА ФОРМУВАННЯ ПОТОКІВ НЕЙТРОНІВ НА ЛІНІЙНОМУ ПРИСКОРЮВАЧІ ЕЛЕКТРОНІВ

С. П. Гоков¹, В. М. Горбач², С. О. Каленик¹, Ю. Г. Казарінов^{1,2}, В. В. Кантеміров¹,
В. Й. Касілов¹, С. С. Кочетов¹, О. А. Люхтан², А. В. Твердохвалов¹, В. В. Цяцько¹, Є. В. Цяцько¹

¹ ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України, Харків, Україна

² Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Харків, Україна

Для проведення експериментів щодо взаємодії потоків нейтронів з різними матеріалами, а також для створення компактного джерела теплових та епітеплових нейтронів на базі лінійного прискорювача електронів ЛПЕ-30 ННЦ ХФТІ [1] було розроблено та частково виготовлено систему формування нейтронних потоків. Основним призначенням системи формування нейтронних потоків, з одного боку, є вирівнювання та збільшення поля нейтронів у зоні опромінення зразків, що досліджуються. З іншого боку система формування нейтронних потоків дає змогу зменшити потік нейтронів та γ -квантів з електронно-нейтронного конвертера у навколишнє середовище, і тим самим покращити радіаційний фон у бункері та будівлі прискорювача.

Система формування потоків нейтронів складається з електронно-нейтронного конвертера, відбивача нейтронів та свинцевого захисту від супутнього γ -фону навколо відбивача. У межах цієї роботи було розраховано та виготовлено цементно-графітові відбивачі нейтронів з робочою зоною у вигляді напівсфери, яка є ідеальною для ядерного реактора, та циліндра, який використовується в конструкції ядерних реакторів [2, 3].

Розміри відбивачів становили $300 \times 300 \times 200$ мм, радіус напівсфери 50 мм, діаметр циліндра 100 мм. Електронно-нейтронний конвертер, що складався з чотирьох пластин з вольфраму товщиною 2 мм кріпився за допомогою сталевого стержня всередині робочої зони відбивачів. У бічній частині відбивача було просвердлено отвір діаметром 30 мм для проведення пучка електронів з прискорювача на електронно-нейтронний конвертер. Схема системи формування потоків нейтронів з відбивачем з робочою зоною у вигляді напівсфери на прискорювачі ЛПЕ-30 та умови експерименту наведено на рис. 1.

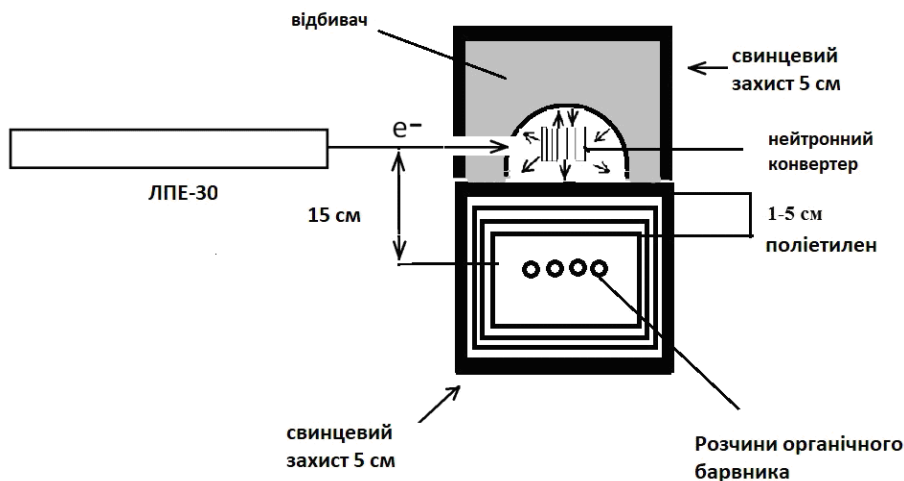


Рис. 1. Схема системи формування потоків нейтронів з відбивачем з робочою зоною у вигляді напівсфери та умови експерименту на прискорювачі ЛПЕ-30.

Пучок електронів з енергією 15 МеВ і середнім струмом 20 мкА з прискорювача виводився на електронно-нейтронний конвертер, що знаходився всередині системи формування потоків нейтронів. Опромінення проводилося протягом 1 год, що відповідає сумарному потоку нейтронів 10^{11} н/см² у місці розташування детекторів (розраховано за допомогою програми Geant 4 [4]).

В якості детекторів сформованих потоків нейтронів використовувалися пробірки з водним розчином органічного барвника метиловий помаранчевий з додаванням 4 % борної кислоти [5], які встановлювались усередині свинцевого захисту. Схему експерименту наведено на рис. 1.

Це пов'язано з тим, що в радіаційних умовах бункера ЛПЕ-30, при роботі прискорювача, на малих відстанях від електронно-нейтронного конвертера неможливо використання газорозрядних лічильників нейтронів через вплив імпульсних електричних перешкод і γ -спалахів.

Пробірки з водним розчином органічного барвника метиловий помаранчевий з борною кислотою встановлювалися всередині свинцевого захисту за наявності поліетиленового теплоізолятора завтовшки 5 см на відстані 15 см від електронно-нейтронного конвертера.

Нами було проведено три експерименти: зразки опромінювалися тільки при наявності конвертера без відбивача, з відбивачем з робочою зоною у вигляді напівсфери, та з відбивачем з робочою зоною у вигляді циліндра. Для всіх опромінених зразків за допомогою спектрофотометра СФ-46 було отримано спектри поглинання. За ступенем знебарвлення розчинів визначався повний потік теплових нейтронів, що пройшов через опромінений об'єкт.

Основні спектри поглинання опроміненого та неопроміненого барвника метиловий помаранчевий з борною кислотою представлено на рис. 2.

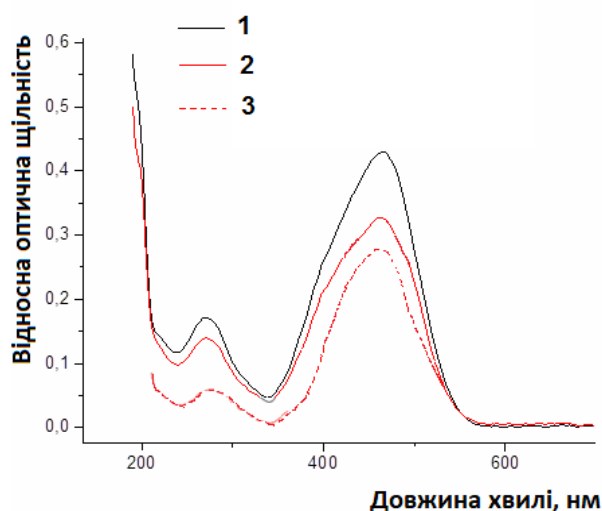


Рис. 2. Основні спектри поглинання опроміненого та неопроміненого водного розчину барвника метиловий помаранчевий з 4 % борною кислотою. 1 - розчин барвника з борною кислотою неопромінений; 2 - розчин барвника з борною кислотою опромінений без відбивача; 3 - розчин барвника з борною кислотою опромінений з відбивачем.

З отриманих результатів рис. 2 видно, що при опроміненні потоком нейтронів зразків, що досліджувались без відбивача, спектр поглинання водного розчину барвника метиловий помаранчевий «просідає» на 25 % відносно неопроміненого розчину. Це говорить про 25 % розвалу молекул барвника в розчині за рахунок взаємодії потоків теплових і епітеплових нейтронів з ^{10}B , який присутній у борній кислоті [5]. При використанні в умовах експерименту цементно-графітових відбивачів спостерігався додатковий 15 % розвал молекул барвника за рахунок збільшення густини потоку нейтронів. В експерименті також було встановлено, що отримані результати для нашого експерименту практично не залежать від форми робочої зони відбивача. Сферична чи циліндрична форма робочої зони відбивача призводила до однакового додаткового розвалу молекул барвника в розчині, тобто до однакового збільшення густини нейтронного потоку в місці опромінення зразків.

У даній роботі також проводився моніторинг нейтронного фону в бункері та будівлі прискорювача ЛПЕ-30 за допомогою сертифікованого приладу МКС-01. При цьому було встановлено, що нейтронний фон при використанні системи формування нейтронних потоків зменшується у 3 рази. Це дасть змогу суттєво поліпшити радіаційну обстановку при роботі прискорювача ЛПЕ-30 на нейтронні програми, та зекономити технічний ресурс самого прискорювача, внаслідок можливості збільшення густини потоків нейтронів в експерименті, та зменшення часу роботи обладнання.

Проведені дослідження довели ефективність використання хімічного дозиметра в умовах інтенсивних імпульсних нейтронних потоків за наявністю значних імпульсних електричних перешкод і γ -спалахів.

1. V. Kasilov et al. East European Journal of Physics 4 (2021) p. 160.
2. А.Н. Климов. *Ядерная физика и ядерные реакторы* (Москва: Атомиздат, 1985) 384 с.
3. В. Е. Левин. *Ядерная физика и ядерные реакторы*. 4-е изд. (Москва: Атомиздат, 1979) 288 с.
4. [Geant4 Collaboration. Physics Reference Manual. Release 10.4. Dec 8, 2017. 354 p.](#)
5. S.P. Gokov et al. East European Journal of Physics 4 (2021) 130.

EFFECT OF OXIDE NANOPARTICLES ON VOID SWELLING IN ODS AUSTENITIC STEELS

S. O. Karpov, O. S. Kalchenko, M. A. Tykhonovs'kyi, G. D. Tolstoluts'ka

National Science Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology", Kharkiv, Ukraine

Modern concepts of design and construction of new-generation nuclear reactors require further improvements in reliability, safety, and economic efficiency. The behavior of structural materials under irradiation strongly limits the commercial advantage and safety of nuclear power. Therefore, it is necessary to solve a number of problems in radiation material science. These problems include, first of all, the development of materials which can maintain high radiation resistance, mechanical and corrosion properties under heavy irradiation doses (150 - 200 dpa and more) and high temperatures (600 - 700 °C) to reach higher fuel burn-up.

An increase in the radiation resistance of austenitic steels while maintaining high strength characteristics is achieved through the development of oxide-dispersion-strengthened materials with a high density of precipitates and their uniform distribution in the matrix.

In this work, we report the changes in the microstructure caused by high energy Ar⁺ ion irradiation of the austenitic 18Cr10NiTi-ODS steel strengthened by Y₂O₃-ZrO₂ nanooxides to clarify the effect of oxide nanoparticles on defect formation and swelling behavior.

Calculated by SRIM-2008 depth distribution profiles of damage and concentration of 1.4 MeV Ar⁺ ions implanted in 18Cr10NiTi steel to a dose of 1·10¹⁷ cm⁻² are shown in Fig. 1. The damage calculations are based on the Kinchin - Pease model with displacement energy of 40 eV for each alloying element, as recommended in ASTM E521-96 (2009) [1].

The microstructure of 18Cr10NiTi-ODS steel samples before ion irradiation is shown in Fig. 2. Grain structure is characterized by fine grains (average grain size ~1.2 μm) and significant concentration of oxide nanoprecipitates with a near-uniform distribution. The average size of nanoprecipitates is about 10 nm and their average density is 7.3·10¹⁵cm⁻³. A detailed analysis showed that these precipitates are Y₂(Zr, Ti)₂O₇ complex oxides with pyrochlore structure.

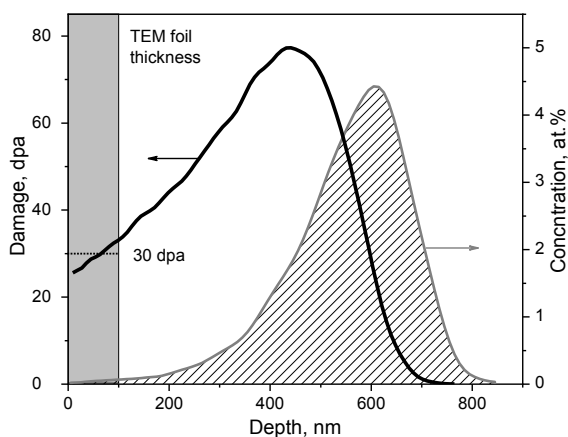


Fig. 1. Calculated depth distribution profiles of damage and concentration of 1.4 MeV Ar⁺ ions in 18Cr10NiTi steel.

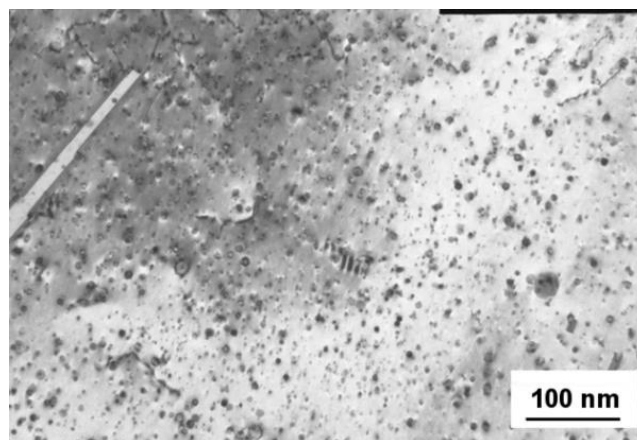


Fig. 2. TEM micrograph showing nanooxide precipitates distribution in the matrix of 18Cr10NiTi-ODS steel.

TEM analysis of the near-the-surface layer (about 100 nm and 30 dpa, see. Fig. 1) allows clarifying the porosity evolution in a material containing a negligible content of implanted Ar. Fig. 3 shows TEM micrographs of 18Cr10NiTi and 18Cr10NiTi-ODS sheets of steel irradiated to a dose of 30 dpa at temperatures 550 and 650 °C.

The simultaneous introduction of vacancies and argon (the estimated concentration of argon atoms in the analyzed layer is about 200 appm) leads to the formation of cavities even at 550 °C (see Fig. 3 *a, b*). Argon can trap vacancies and stabilize them, enhancing the nucleation of cavities [2, 3]. Meanwhile, oxide nanoprecipitates appear to have a more significant effect on porosity development. “Nanooxide-matrix” interfaces serve as sinks for point defects recombination which contributes to the radiation resistance of ODS steels [4]. The mean size and density of cavities in 18Cr10NiTi-ODS steel were smaller and higher, respectively, compared to those in conventional 18Cr10NiTi steel (see Fig. 3). This indicates that oxide nanoparticles are effective in suppressing cavities coarsening and contribute to limiting defect clusters to small size.

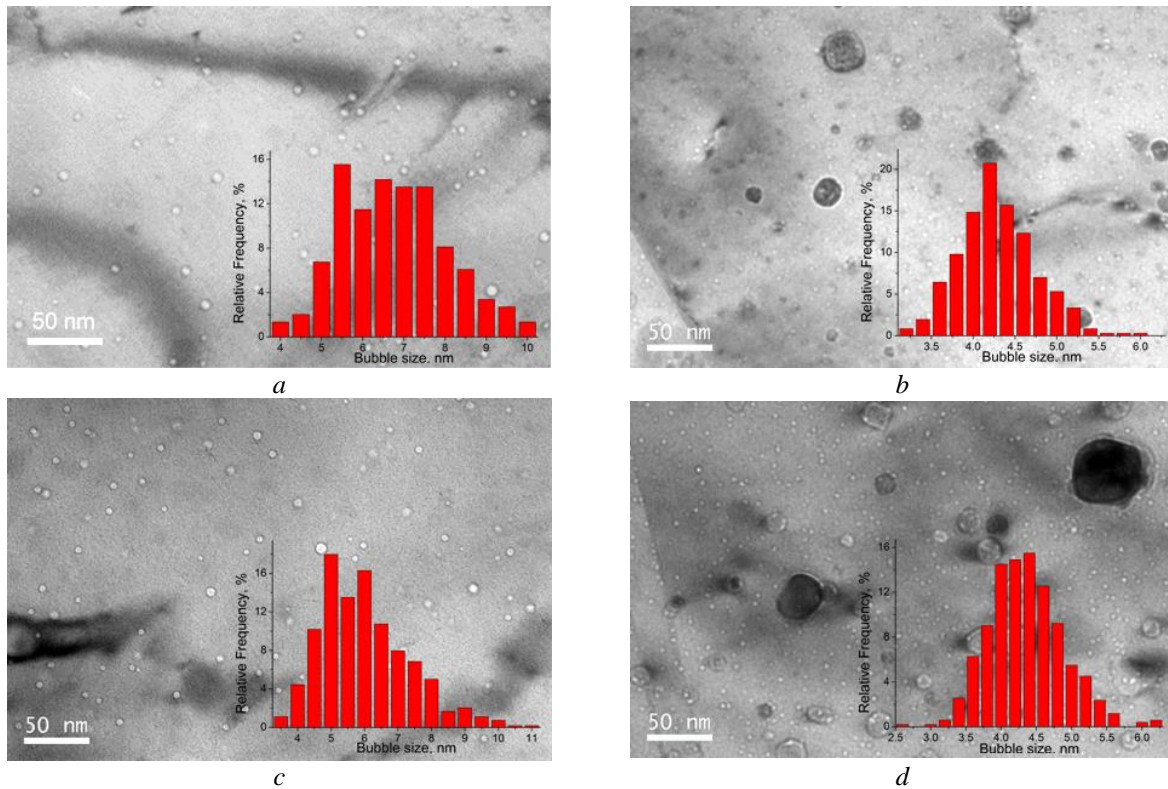


Fig. 3. TEM micrographs of the Ar-implanted samples of 18Cr10NiTi steel (a, c) and 18Cr10NiTi-ODS steel (b, d) to 30 dpa at temperatures 550 (a, b) and 650 °C (c, d). Cavities distributions are shown in the inserts.

Fig. 4 shows the temperature dependence of the swelling in the 18Cr10NiTi and 18Cr10NiTi-ODS steels. As can be seen, after Ar⁺ ion irradiation to a dose of 30 dpa, the swelling has a low value and weakly depends on the irradiation temperature.

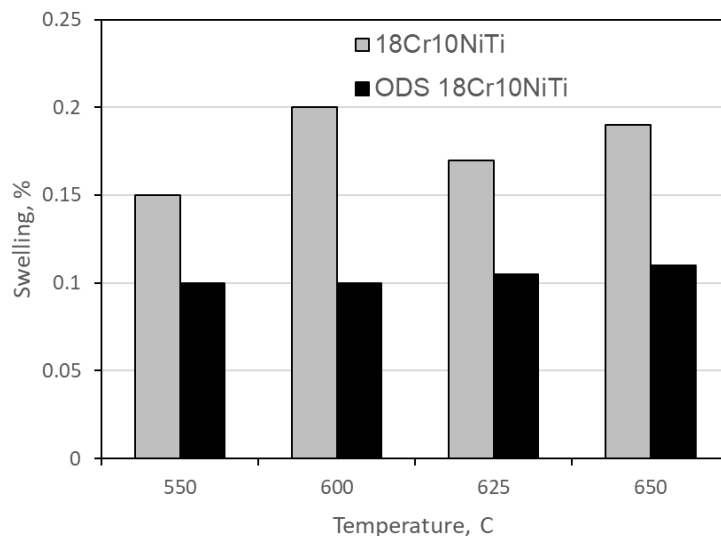


Fig. 4. Evolution of the swelling in 18Cr10NiTi (gray) and 18Cr10NiTi-ODS (black) steels depending on temperature after irradiation to the dose of 30 dpa.

Swelling of the ODS steel reaches 0.1 % which is about half that of conventional 18Cr10NiTi steel (0.15 ... 0.2 %). This could mean that oxide nanoparticles can improve radiation resistance.

1. [ASTM E521-96, 2009.](#)
2. D.J. Mazey, B.C. Sowden, E.J. Jones. Nucl. Instr. Meth. 12 (1985) 419.
3. N. Marochov, P.J. Goodhew. J. Nucl. Mater. 158 (1988) 81.
4. P. Song et al. J. Nucl. Mater. 502 (2018) 76.

ВИСОКОЕФЕКТИВНЕ ДЖЕРЕЛО ІОНІВ ДЛЯ ІОННОЇ ІМПЛАНТАЦІЇ ТА ІМІТАЦІЙНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ РАДІАЦІЙНИХ ПОШКОДЖЕНЬ РЕАКТОРНИХ МАТЕРІАЛІВ

П. О. Литвинов, В. А. Батурін, О. Ю. Росенко

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна

Конструкційні матеріали сучасних ядерно-енергетичних пристроїв працюють в екстремальних умовах (високі дози опромінення, великі механічні напруги, високі температури тощо). Тому проблема вибору або створення нових конструкційних радіаційностійких матеріалів набуває принципового значення в подальшому освоєнні нових джерел енергії та розвитку перспективних ядерних технологій.

Ініційовані радіаційними дефектами зміни властивостей матеріалів нерідко ускладнюють їх практичне використання. У той же час утворення радіаційних дефектів у твердих тілах, особливо в поєднанні з іншими впливами (наприклад, зміною температури при опроміненні) дає змогу направлено регулювати властивості твердотільних матеріалів. Знання відгуків матеріалів на подібні дії дає змогу зробити їх більш стійкими і пристосованими до ще більш складних умов експлуатації.

Прискорені пучки важких іонів і, зокрема, іонів металів дають змогу проводити дослідження конструкційних сплавів у двох напрямках:

- у радіаційних технологіях модифікації поверхні матеріалів з метою надання цій поверхні необхідних якостей [1];

- для моделювання основних механізмів деградації вихідних фізико-механічних властивостей конструкційних матеріалів за умов реакторного та космічного опромінення [2].

Унікальні якості поверхні реалізуються тільки при строго певному поєднанні параметрів: сорт іонів, енергія та інтенсивність іонного опромінення, температура зразка. Тому створення необхідних іонних джерел та іонно-пучкового обладнання з відповідним технологічним оснащенням, що дозволять проводити матеріалознавчий супровід робіт з розвитку перспективних ядерних технологій є досить актуальним завданням. Технологічне застосування джерела підвищує вимоги до таких його параметрів як можливість використання різних робочих речовин, як газоподібних, так і твердофазних (особливо тугоплавких), його надійність, ресурс, простота живлення і управління тощо.

Для імітації радіаційних пошкоджень конструкційних матеріалів реакторної техніки (цирконієвих сплавів та конструкційних сталей) в ІПФ НАН України створено розпилювальне джерело одно- та двозарядних іонів металів та газів на основі двокаскадного тліючого розряду з подвійним стисненням плазми [3]. Для ефективної роботи створеного джерела у його емісійній камері формується протяжна область термалізованої концентрації атомів металу, а вздовж осі цієї області здійснюється осциляція швидких іонізуючих електронів. Можливість імплантації за допомогою прискорених іонних пучків у матеріал, що випробовується, іонів практично будь-яких елементів відкриває перспективи для моделювання різноманітних ефектів, обумовлених виникненням хімічних неоднорідностей у матеріалах. Розпилення в плазмі тліючого розряду, як механізм створення атомарного робочого середовища з широкого спектра різних металів, є найбільш універсальним і надійним, оскільки є результатом атомних зіткнень у поверхневих шарах твердого тіла без встановлення теплової рівноваги з ним. Цей спосіб особливо ефективний у випадку, коли потрібно генерувати іони металів, для яких тиск насичених парів, що дорівнює $\sim 10^{-2}$ мм рт. ст., досягається при температурах більше 1000 °С.

Було проведено серію експериментів по дослідженню генерації іонів заліза – Fe^+ , Fe^{++} та цирконію – Zr^+ , Zr^{++} . Ці іони найбільш потрібні при імітації радіаційних пошкоджень матеріалів ядерних реакторів. Експерименти проводилися за безперервного режиму роботи іонного джерела. Було з'ясовано, що фракція однозарядних іонів металів досягає 21 %, а фракція двозарядних іонів – 23 % від загального струму іонів у пучку. Струм іонів Ar^+ і Ar^{++} становить 47 і 9 % відповідно. Загальний струм іонів досягає $1 \div 1,5$ мА при струмі розряду 2 А. Ресурс роботи вставок, що розпилюються, становив ~ 10 год. Швидкість розпилення катодної вставки становила 0,33 г/год, а вставки в емісійному електроді – 0,144 г/год. Для зняття теплових навантажень джерело має водяне охолодження. У його конструкції використано термостійкі матеріали. Експлуатація джерела у складі високодозного іонного імплантера ІПФ НАН України протягом двох років показала його високу надійність.

На рис. 1 та 2 показано фото іонного джерела та наведено масовий та зарядовий спектри іонів заліза та аргону.

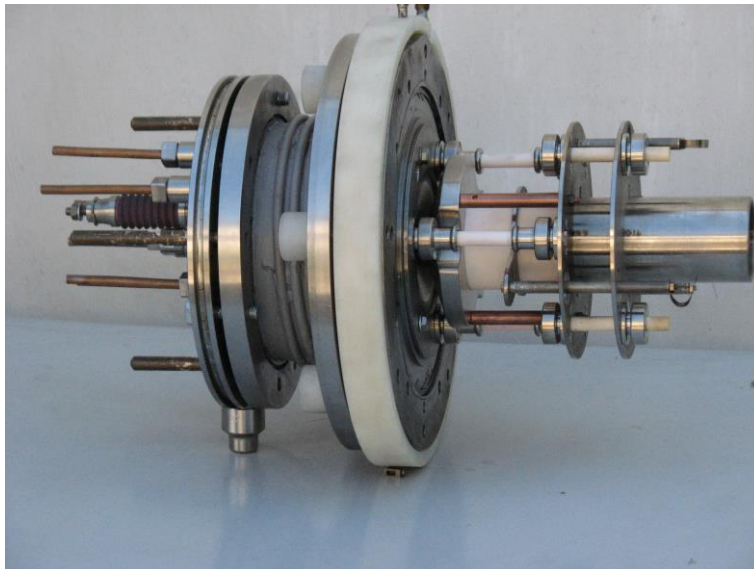


Рис. 1. Фото іонного джерела.

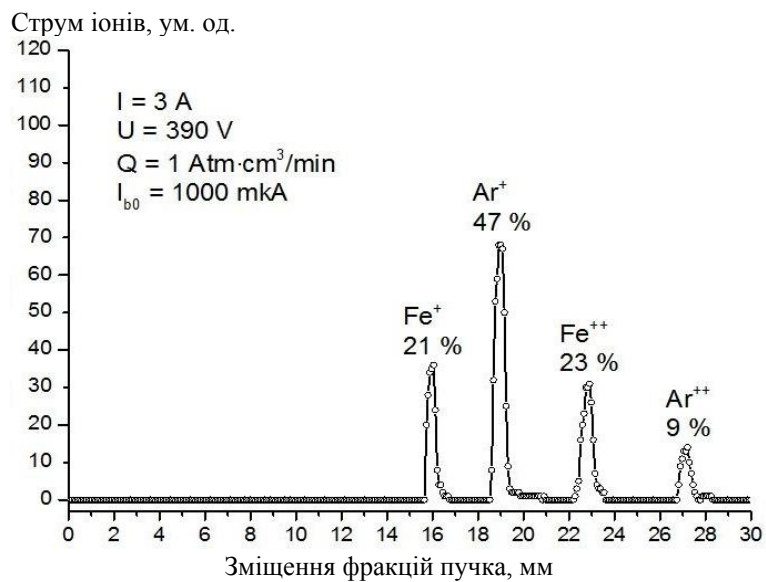


Рис. 2. Мас-зарядовий спектр пучка іонів.

1. В.А. Белоус и др. Физическая инженерия поверхности 1(1) (2003) 40.
2. С.В. Рогожкин и др. Физика металлов и металловедение 113(2) (2012) 212.
3. П.А. Литвинов, В.А. Батурин, С.А. Пустовойтов. ЖТФ 84(4) (2014) 126.

РЕКОМБІНАЦІЙНА ЕФЕКТИВНІСТЬ ГОМОПЕРЕХІДНИХ $p-n$ -СТРУКТУР ТА ГЕТЕРОСТРУКТУР ІЗ КВАНТОВИМИ ЯМАМИ

Є. В. Малий, М. Б. Пінковська, Д. П. Стратілат, В. П. Тартачник

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Типові представники найпростіших твердотільних джерел світла, що використовують $p-n$ -переходи для інжекції неосновних носіїв зарядів, світлодіоди GaP вирощуються за простою епітаксійною технологією. Зовнішній квантовий вихід таких структур $\eta < 1\%$. Його мале значення зумовлене непрямозонністю структури GaP. Легування кристала ізоелектронною домішкою, що займає вузол Р і створює потенціальну яму для екситона, дає змогу збільшити η , частково знімаючи заборону, накладену законом збереження імпульсу для непрямих переходів. Подальше збільшення світлової потужності гомоперехідних структур такого виду можливе заміною однорідного GaP на твердий розчин $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$. При досягненні $x = 0,45$ розчин стає прямозонним і ефективність інжекції зростає багатократно.

Головний недолік гомопереходів – розтікання інжекттованих носіїв по збідненій області переходу, де вони захоплюються центрами безвипромінювальної рекомбінації. Подібного недоліку позбавлені нанорозмірні структури з квантовими ямами (КЯ). У них носії зосереджуються у потенціальних ямах. Наразі найефективнішими некогерентними джерелами можна вважати гетероструктури на основі InGaN/GaN, де активними комірками служать надтонкі шари InGaN (товщина шару $d = 10$ нм). Змінюючи склад розчину InGaN та ширину КЯ, можна отримати випромінювання з довжиною хвиль від ПЧ-випромінювання до ближнього ультрафіолету. Якість таких світлодіодів InGaN визначається великою термічною ($T_{пл} = 2000$ °C) та радіаційною стійкістю GaN, значною шириною забороненої зони ($E_g = 3,5$ eV, при $T = 300$ °C) і, відповідно, великою ефективністю ($\eta = 90\%$ для блакитних світлодіодів), що робить його перспективним для широких застосувань.

На рис. 1 показано спектри зеленого світлодіода, вирощеного на основі твердого розчину $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ з бар'єрними шарами GaN, зняті при різних температурах. Температурну залежність максимального значення інтенсивності свічення показано на рис. 2. Немонотонність кривої $I_{max}(T)$ може бути наслідком дискретності розподілу рекомбінаційних рівнів у квантовій ямі.

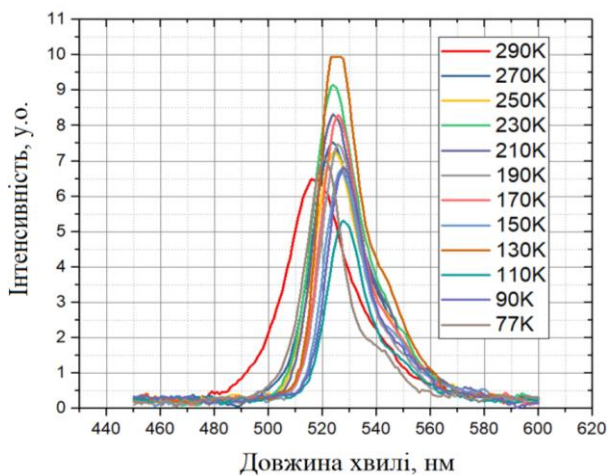


Рис. 1. Спектри світлодіода InGaN з максимумом випромінювання $\lambda = 525$ нм при різних температурах $T = 77 \dots 290$ К.

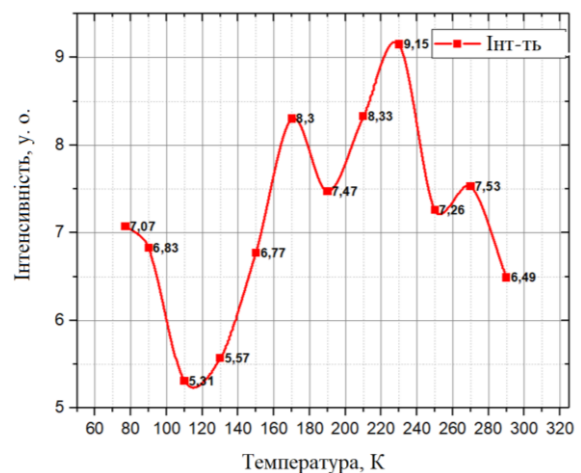


Рис. 2. Залежність інтенсивності свічення від температури для $\lambda = 525$ нм.

Падіння квантового виходу світлодіода, яке спостерігається при збільшенні струму $I > 10$ мА, є результатом надбар'єрного балістичного перенесення носіїв та впливу механізму безвипромінювальної рекомбінації в областях хвостів густини станів на межі КЯ-бар'єр GaN.

ДОСЛІДЖЕННЯ ФОСФОРЕСЦЕНЦІ РУБІНА, ОПРОМІНЕНОГО ЕЛЕКТРОНАМИ З ЕНЕРГІЄЮ 12,5 MeV

І. Г. Мегела, О. М. Поц, В. Т. Маслюк, І. Ю. Роман

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород

Дослідження можливості використання рубіна як матеріалу датчиків термолюмінесцентної (ТЛ) дозиметрії приведено в роботі [1]. Особливістю термолюмінесценції опромінених зразків рубіна є наявність характерних максимумів високотемпературного піка (350 - 400 °С), порівняно з іншими матеріалами (LiF, Li₂B₄O₇), в яких дозиметричні піки мають місце при температурі 220 - 280 °С. Наявність високотемпературного піка у зразках рубіна обмежує використання таких зразків для термолюмінесцентної дозиметрії.

У представлений роботі показано можливість використання кристалів рубіна для дозиметричних вимірювань при нижчих температурах нагрівання, використовуючи явище фосфоресценції. Відомо, що ТЛ-дозиметрія вимірює вихід інтенсивності світла дозиметричного піка при досягненні фіксованої температури нагрівання кристалів. Представлено результати використання методу вимірювання виходу люмінесценції, зокрема, тобто, фосфоресценції опромінених зразків при температурі, яка є нижчою від відомого ТЛ-піка – 350 °С.

У роботі досліджувалися промислові зразки кристалів рубіна (Al₂O₃:Cr), вирощених методом Вернейля. Опромінення зразків здійснювалося у змішаному γ -електронному полі, створеному з виведеного з мікротрона М-30 пучка з енергією 12,5 MeV розсіянням на тонкій танталовій мішені. Методику визначення дози наведено у [2].

В опромінених зразках вимірювалися:

– затухання інтенсивності фосфоресценції наведеної опроміненням, при кімнатній температурі (25 °С);

– затухання люмінесценції при стабільній температурі 290 °С протягом 500 с.

Методику вимірювання люмінесценції описано у [3].

На рис. 1 наведено отримані криві затухання інтенсивності фосфоресценції при кімнатній температурі (25 °С) зразків, опромінених різними дозами. Як видно з наведених даних, вихід фосфоресценції збільшується із збільшенням дози опромінення, а також добре узгоджується кривою Беккереля [4].

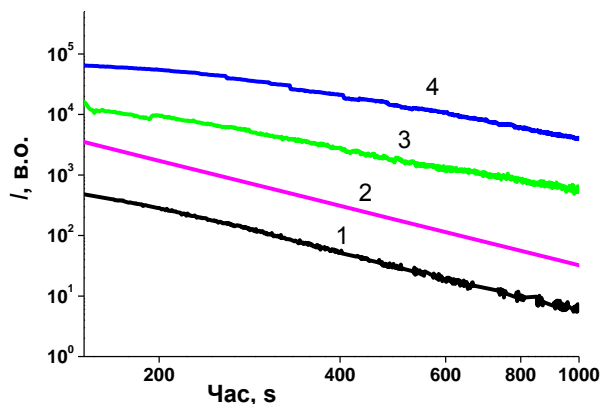


Рис. 1. Криві затухання інтенсивності фосфоресценції при кімнатній температурі (25 °С) опромінених зразків дозами: 1 – $\Phi = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; 2 – $\Phi = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; 3 – $\Phi = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; 4 – $\Phi = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

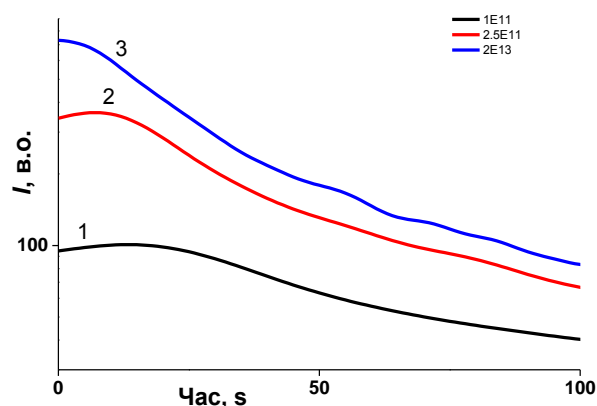


Рис. 2. Криві затухання люмінесценції, виміряних при стабільній температурі 290 °С, опромінених зразків дозами: 1 – $\Phi = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; 2 – $\Phi = 2,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; 3 – $\Phi = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

На рис. 2 наведено криві затухання люмінесценції, виміряних при стабільній температурі 290 °С, для опромінених різними дозами зразків. У цьому випадку також спостерігається більший вихід термолюмінесценції у зразках, опромінених більшою дозою. Ця особливість може бути використана для дозиметричних вимірювань.

Таким чином, отриманий результат дослідження показує, що метод вимірювання спаду люмінесценції при стабільно високій температурі перспективний для визначення значень доз опромінення. Перевагою використаного методу є низьке значення фідінгу.

1. C.R. Philbrick, W.G. Buckman, N. Underwood *Health Phys* 13(7) (1967) 798.
2. V. Maslyuk et al. *Radiat. Prot. Dosim* 162 (2014) 34.
3. O.M. Pop et al. *Optical Materials* 132 (2022) 112791.
4. В.В. Антонов-Романовский, *Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров* (Москва: Наука, 1966).

АВТОКОЛИВАННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ТА КОНЦЕНТРАЦІЇ ДЕФЕКТІВ У МАЛИХ ВКЛЮЧЕННЯХ ПРИ НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ ПІД ОПРОМІНЕННЯМ

В. В. Михайловський

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Явища самоорганізації матерії є цікавим та актуальним об'єктом досліджень протягом останніх декількох десятиріч. Яскравим прикладом самоорганізації є виникнення автоколивань: коли при стаціонарних, незмінних зовнішніх умовах у системі відбуваються нестационарні, раптові зміни. Характерний час цих процесів залежить від внутрішньої структури системи і може змінюватися в широких межах: декілька секунд у відомій реакції Белоусова - Жаботинського, декілька років в ефекті Вігнера. Тверді тіла під опроміненням, особливо при низьких температурах, є відкритими системами, які внаслідок накопичення радіаційних дефектів знаходяться далеко від стану термодинамічної рівноваги. У таких системах можуть проявлятися різноманітні явища самоорганізації, зокрема автоколивання температури та концентрації дефектів. Прикладами є накопичення і раптовий відпал дефектів у графіті в ефекті Вігнера, накопичення хімічних радикалів при опроміненні твердого метану [1], накопичення антиструктурних дефектів у багатокомпонентних сполуках, накопичення екситонів та біекситонів у молекулярних кристалах тощо. Автоколивання відбуваються за схожою схемою: під дією опромінення утворюється значна кількість дефектів, у яких запасено енергію. Коли концентрація дефектів перевищує деяке критичне значення, ця енергія вивільнюється, що призводить до росту температури зразка, що у свою чергу стимулює подальший відпал дефектів і подальший ріст температури. Таке горіння продовжується доти, доки концентрація дефектів не досягне деякого нижнього критичного значення, після чого знову починається етап накопичення дефектів, і усе повторювалося знову. Типові залежності концентрації дефектів та температури від часу наведено на рис. 1 та 2.

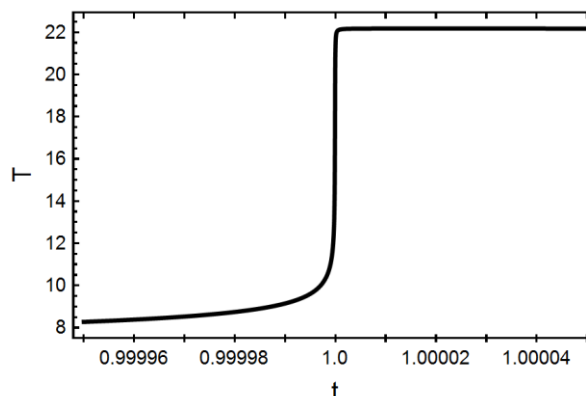
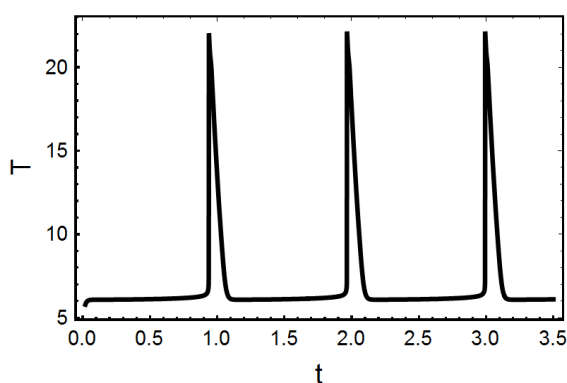
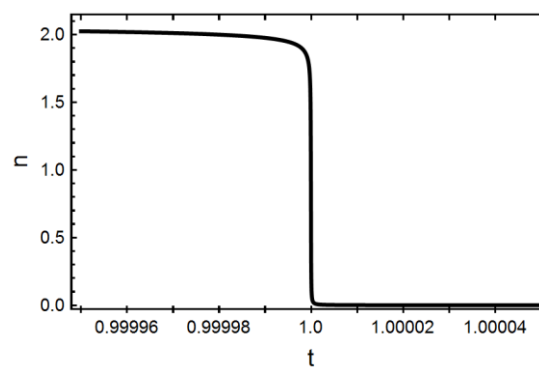
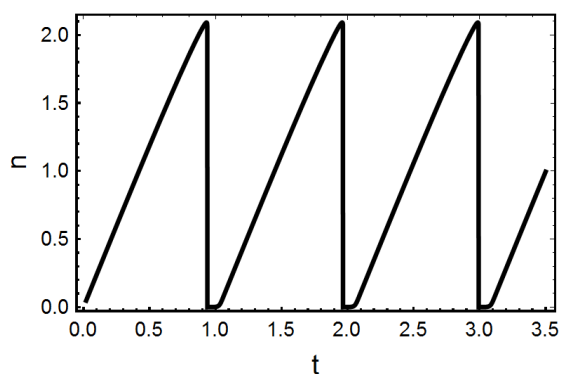


Рис. 1. Типові часові залежності концентрації дефектів та температури при автоколиваннях. Значення часу, концентрації та температури відображено в безрозмірних одиницях.

Рис. 2. Детальніше зображення часових залежностей концентрації дефектів та температури в момент самовідпалу. Одиниці ті самі, що й на рис. 1.

Останнім часом були зроблені експерименти [2, 3], в яких було виявлено автоколивання під опроміненням на плівці речовини, що знаходиться в інертному оточенні. У таких системах частина тепла, яке вивільнюється при самовільному відпалі дефектів, йде в це інертне оточення і не підтримує подальший відпал дефектів, що пригнічує автоколивання. У цій роботі такі системи розглянуті теоретично

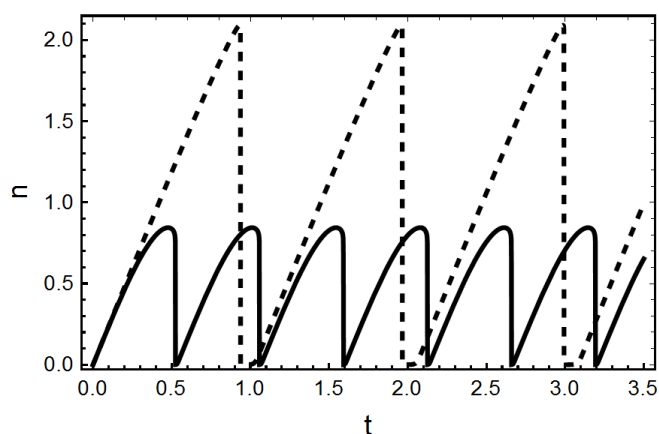


Рис. 3. Порівняння розрахованих часових залежностей концентрації дефектів при автоколиваннях у системі великого розміру (пунктирна крива) та у системі, розмір якої близький до критичного (суцільна крива). Одиниці ті самі, що й на рис.1.

(рис. 3). Розраховано, що для типових значень теплопровідності речовини при гелієвих температурах, автоколивання можуть бути просто пояснені в системах, розмір яких повинен бути щонайменше декілька міліметрів. Для пояснення автоколивань у включеннях менших розмірів потрібні подальші розрахунки у більш складних моделях.

1. J.M. Carpenter. Nature 330 (1987) 358.
2. E. Savchenko et al. Nucl. Instrum. Methods B 460 (2019) 244.
3. I.V. Khyzhniy et al. Low Temp. Phys. 45 (2019) 721.

СПЕКТРАЛЬНІ ОСОБЛИВОСТІ УЛЬТРАФІОЛЕТОВИХ СВІТЛОДІОДІВ InGaN ІЗ КВАНТОВИМИ ЯМАМИ. ВПЛИВ ЕЛЕКТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ

**І. В. Петренко¹, О. І. Кириленко², П. Г. Литовченко¹,
О. І. Радкевич³, В. П. Таргачник¹, В. В. Шлапацька⁴**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Національний педагогічний університет ім. М. П. Драгоманова, Київ, Україна

³ Науково-дослідний інститут мікроприладів НАН України, Київ, Україна

⁴ Інститут фізичної хімії ім. Л. В. Писаржевського, Київ, Україна

Використання проникної радіації дає змогу вирішувати актуальні задачі фізики твердого тіла, в числі яких – діагностика структурних неоднорідностей, одержання інформації про особливості будови матеріалів і деталей, їхню електронну структуру та міжатомні зв'язки. В останнє десятиліття сформувався напрямок радіаційної технології напівпровідникових матеріалів та приладів, де роль основного інструмента впливу відіграють потоки швидких частинок. Комплекс методів радіаційної обробки може забезпечувати однорідність легування напівпровідників, створення і-шарів та надграток, підвищення швидкодії високочастотних приладів, зниження механічних напруг у гетероструктурах та інше. Водночас швидкий розвиток ядерної енергетики, космічної галузі та техніки потребує радіаційностійких матеріалів і радіоелектронних схем з підвищеним експлуатаційним ресурсом, радіаційночутливих сенсорів. Сучасні прискорювачі дають можливість моделювати вплив змішаного ядерного випромінювання, близького за складом до космічного, на характеристики базових елементів пристроїв керування та зв'язку.

Прогнозування їхньої поведінки в екстремальних умовах ґрунтується на використанні їхньої радіаційної стійкості. Особливо важливою ця задача стає для твердотільних джерел світла – світлодіодів чи напівпровідникових лазерів, що працюють при великих рівнях збудження, коли деградаційні процеси прискорюються.

Світлодіоди (СД) InGaN з квантовими ямами (КЯ) – високопотужні джерела свічення, внутрішній квантовий вихід яких може сягати 90 %. Їхнє застосування широке і різноманітне – від побутової і медичної техніки, до систем керування і наведення, космічного зв'язку та прискорювачів елементарних частинок.

У досліджуваних нами вихідних зразках (рис. 1 і 2) виявлено три смуги випромінювання: УФ-лінія, $\lambda_{\max} = 370$ нм, «жовта» з напівшириною $\Delta\lambda = 25$ нм, $\lambda_{\max} = 550$ нм та «червона» $\lambda_{\max} = 770$ нм. Перша з них – основна за інтенсивністю і зумовлена випромінюванням КЯ; дві інші – дефектного походження з інтенсивністю майже на порядок меншою УФ-лінії при значних струмах ($I = 40$ мА). Високоенергетична половина УФ-лінії відповідає класичному розподілу Гауса; крило довгохвильової зсунуто в бік більших довжин хвиль внаслідок впливу порушень структури кристала.

Температура р-п-переходу при протіканні через нього струму $I = 20$ мА (номінальна величина для СД InGaN), визначена за нахилом короткохвильової половини смуги, виявилась рівною 250 °С.

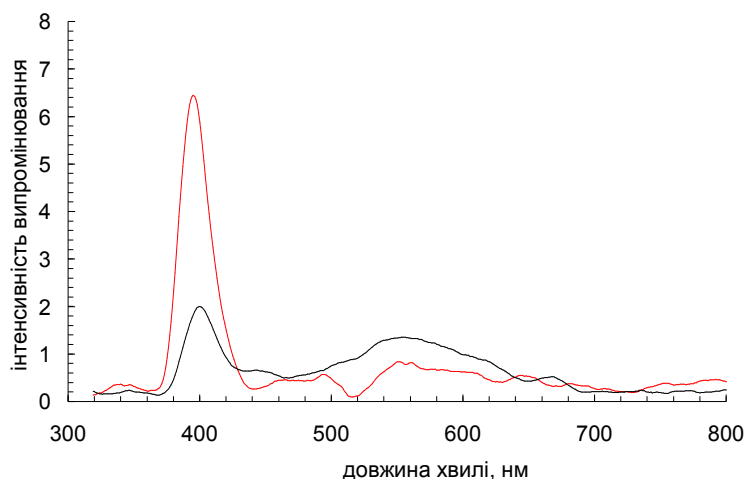


Рис. 1. Спектри вихідного 1---; 2— та опроміненого електронами флюенсом ($\Phi = 5,74 \cdot 10^{14} \text{см}^{-2}$, $E = 2$ МеВ) УФ СД InGaN (голубий діод) (ультрафіолетова смуга $\lambda_{\max} = 370$ нм, жовта смуга $\lambda_{\max} = 550$ нм).

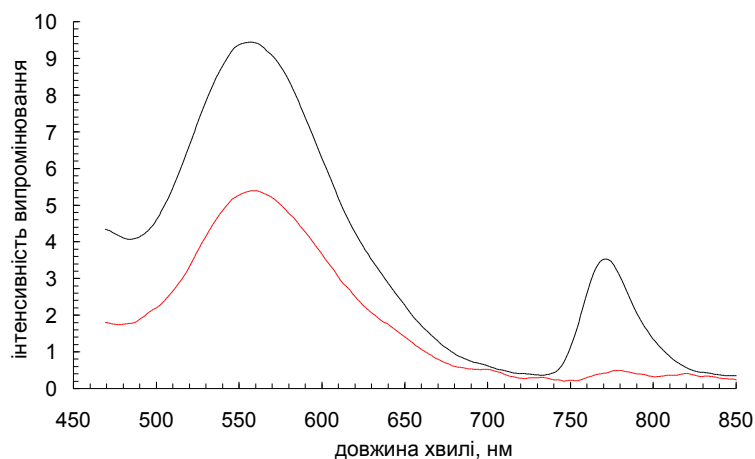


Рис. 2. Спектри вихідного 1---; 2— та опроміненого електронами флюенсом ($\Phi = 5,74 \cdot 10^{14} \text{см}^{-2}$, $E = 2 \text{ MeV}$) УФ СД InGaN (голубий діод) (жовта смуга $\lambda_{\text{max}} = 550 \text{ нм}$, червона смуга $\lambda_{\text{max}} = 770 \text{ нм}$).

Жовта смуга має вигляд симетричної кривої, профіль якої близький як до розподілу Гауса, так і до розподілу Лоренца; її напівширина більша, ніж УФ-лінії і становить $\Delta\lambda = 96 \text{ нм}$; подібне розширення властиве кристалам з підвищеним рівнем дефектності.

Джерелом випромінювання для червоної лінії, згідно з [1], можуть бути дефекти, локалізовані у бар'єрах GaN, зосереджені вище V-зони на $1,2 \div 1,3 \text{ eV}$.

Властивості радіаційних дефектів в УФ СД InGaN практично не досліджувалися.

У виконаній нами роботі для введення радіаційних дефектів використано електрони з $E = 2 \text{ MeV}$. Опромінення супроводжувалося монотонним падінням інтегральної інтенсивності свічення СД; при $\Phi = 5,74 \cdot 10^{14} \text{см}^{-2}$ ефективність випромінювання УФ-лінії зменшується в чотири рази, червона перестає спостерігатися.

Дозові залежності інтегральної інтенсивності випромінювання СД близькі до експоненційної при малих дозах ($\Phi < 10^{14} \text{см}^{-2}$) і виходять на насичення після $3 \cdot 10^{14} \text{см}^{-2}$. Причина деградаційних явищ досліджуваних СД полягає у введенні глибоких безвипромінювальних рівнів у кантову яму та вакансійних комплексів – у бар'єри GaN.

1. Michael A. Reshchikov, Hadis Morkoç. Luminescence properties of defects in GaN. [Journal of Applied Physics 97\(1\) \(2005\) 061301](#).

РОЗВИТОК І ПЕРСПЕКТИВИ СВІТЛОДІОДІВ УЛЬТРАФІОЛЕТОВОГО ДІАПАЗОНУ НА ОСНОВІ СПОЛУКИ AlGaN

М. Б. Пінковська

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Зацікавлення потрійною сполукою AlGaN стало актуальним у зв'язку з потребою ультрафіолетових (УФ) джерел світла для стерилізації. Виявилося, що AlGaN світлодіоди (СД) мають ще цілий ряд практичних застосувань у медицині і біохімії, агротехніці, очищенні води, служать джерелами світла для оптичної пам'яті великої густини, а також можуть бути придатними для затвердіння, склеювання, створення покриттів та дуку. AlGaN – прямозонний напівпровідник, достатньо міцний, зі стабільними фізико-хімічними властивостями впродовж довгого часу експлуатації. Плавню міняючи вміст Al у сполуці можна отримати матеріал з шириною забороненої зони від 6,2 еВ для AlN до 3,4 еВ – AlGaN, і, відповідно, довжиною випромінювання в УФ діапазоні 200 - 360 нм. Технологія вирощування дає змогу отримувати досить чистий матеріал n- та р-типів провідності без супутніх небажаних домішок свинцю, ртуті, миш'яку, що робить цей напівпровідник перспективним для фотоніки.

Початок робіт на світлодіодах AlGaN датується 1996 - 1999 рр., дослідження проводилися на довжині хвилі < 360 нм. Подальше просування в довгохвильову область (нижче 300 нм) успішно реалізували науковці Університету Південної Кароліни між 2002 - 2006 рр., а вже 2006 р., використовуючи AlN шар, досягли випромінювання 210 нм. Декілька груп розробників 1996 - 1999 рр. працювали над створенням УФ СД на основі AlGaN з довжиною хвилі менше 360 нм. З огляду на промислове застосування обробки ультрафіолетовим опроміненням у США 1996 р. запущено програму створення СД DARPA's Semiconductor Ultraviolet Optical Sources (SUVOS). Незважаючи на значні зусилля розробників, на перших етапах досліджень ефективність AlGaN УФ СД становила менш ніж 3 %, що значно нижче синіх СД на сполуці InGaN.

Ефективність випромінювання, насамперед, залежить від внутрішнього квантового виходу – ймовірності випромінювальної рекомбінації електронів і дірок у переході. Слід враховувати коефіцієнт інжекції пар в активну область та коефіцієнт відведення світла у зовнішнє середовище. Ефективність діода обмежена також втратами на джоулівське тепло, тому потрібно мінімальний опір областей структури й омичних контактів на виходах. Основними факторами досить низької ефективності світлодіодів даного типу є значна густина дислокацій, що зумовлює безвипромінювальну рекомбінацію, низька концентрація дірок р-AlGaN і, відповідно, низький внутрішній ККД. Поглинання світла контактним шаром р-GaN спричиняє слабкий ККД виходу, що в результаті зумовлює малу ефективність діодів. Подолати проблему вдалося завдяки покращенню технології вирощування досконалих кристалів AlN та AlGaN, високого рівня легування і конструктивних особливостей структури. Застосування спеціально підібраних підкладок, що дають змогу знизити напруженість у переході, що виникає через невідповідність ґраток, досягнуто зниження густини дислокацій. Використання багатоквантових бар'єрів як блокуючого шару сприяє росту ефективності інжекції електронів. Зовнішній квантовий вихід збільшено створенням прозорого контактного шару р-типу електрода з високим відбиванням та AlN підкладки на узористій сапфіровій підкладці. Дальшого удосконалення досягнуто з використанням відбивального PhC р-контакту.

Етапи розвитку, особливості конструкції, характеристики та перспективи сучасних СД на AlGaN детально проаналізовано в огляді [1]. Так, починаючи з 1997 р. отримали перші ефективні СД (230 нм) з фотолюмінесценцією AlGaN/AlN на квантових ямах, а 1999 р. – 330 нм AlGaN СД на SiC. Високоєфективний СД отримали при уведенні In у AlGaN, у неперервному режимі отримано потужність pW для 330 нм AlGaN СД та 340 - 350 нм на InAlGaN СД на GaN монокристалічній підкладці та на сапфірі. Якісні СД для стерилізації в діапазоні хвиль 260- 280 нм AlGaN далекого УФ припадають на 2005 - 2010 рр. Високі показники якості AlGaN та InAlGaN СД з квантовими ямами отримали, розвиваючи метод імпульсного росту AlN буферного шару з низькою густиною дислокацій на сапфіровій підкладці. Подальший успіх – використання мультиквантових бар'єрів. Удосконалення за рахунок прозорого р-AlGaN контактний шару та відбивального р-типу електрода. Ще застосували ряд технічних прийомів. Такі маніпуляції призвели до отримання високоєфективного ультрафіолетового AlGaN СД [1].

І вже найновіші дослідження, подані в [2], продемонстрували технологію створення структури методом епітаксії та робочі характеристики удосконалених світлодіодів AlGaN глибокого ультрафіолету. Завдяки поєднанню тунельного переходу та поляризаційно розробленого шару блокування елект-

ронів, отримали максимальну зовнішню квантову ефективність та ефективність пристроїв 0,35 та 0,21 % відповідно, для AlGaN, що працюють при ~ 245 нм, що на порядок перевищує величини для пристрою з тунельним переходом на цій довжині хвилі. Однак при дуже низькій густині струму ($\sim 0,25$ А/см²) спостерігалось значне падіння ефективності, яка разом із поперечним магнітним (ТМ) поляризованим випромінюванням є основними обмежувальними факторами. Детальний електричний і оптичний аналіз також показує, що спостережуване падіння ефективності здебільшого пов'язане з електричним ефектом, а не з оптичним явищем. Якщо ефективно вирішити проблеми, пов'язані з переповненням електронів і поляризованим випромінюванням ТМ, потенційно можна створити глибокі ультрафіолетові світлодіоди AlGaN з ефективністю, порівняною з блакитними InGaN СД з квантовими ямами.

Особливий інтерес на сучасному етапі викликає створення низькорозмірних світлодіодів нового покоління, зокрема нанодротяних СД. Оскільки через малі розміри на рух носіїв у таких структурах накладається обмеження, їхні електричні та оптичні властивості можуть відрізнитися від об'ємних.

Нанодротяні структури на основі нітриду алюмінію галію, як і їхні об'ємні аналоги, перспективні для світловипромінюючих діодів, оскільки існує технологічна спроможність плавно змінювати ширину забороненої зони (що дає можливість отримання досить широкої смуги частот УФ). Крім того, у дротяних СД є ряд суттєвих переваг порівняно з планарними структурами: оскільки велика поверхня краще узгоджується з об'ємом, можна суттєво знизити напруженість і, відповідно, деформацію ґратки, зумовлену невідповідностями між AlGaN і підкладками, а також між GaN і AlN. У дротяних СД завдяки посиленому поверхневому легуванню досягається вища концентрація носіїв, здатних рекомбінувати з випромінюванням. Можливість створювати діоди на різних основах (у тому числі, гнучких) робить їх спроможними для інтеграції. Детальний огляд нанодротяних структур на основі нітриду алюмінію галію подано в [3].

Було показано, що сучасні технології дають змогу отримати ультрафіолетові світлодіоди на нанодроті AlGaN з вихідною світловою потужністю від мілі- до субмілі-ват [3]. Ці пристрої стали життєздатними завдяки використанню високоякісних нанодротів AlGaN, вирощених методом молекулярно-променевої епітаксії (МВЕ), покращеного легування р-типу з використанням нанодротяних структур, використанням тунельного переходу для покращення інжекції носіїв (зокрема інжекції дірок), а також наявності високого вмісту Al у пасиваційній оболонці AlGaN, яка може обмежувати носії заряду в об'єм нанодроту.

Існує ряд методів вирощування структур: метод хімічного (CVD) та фізичного осадження (PVD) з парової фази (пара - рідина - тверде тіло) з використанням прекурсорів та газів з каталізаторами або без них. Частка Al при цьому може становити від 0 до 100 %. Створені таким методом СД придатні до ближнього ультрафіолетового та/або видимого спектра світла, бо наявність дефектів ускладнює розробку пристрою.

УФ-світлодіоди з нанодротами AlGaN з великою площею в основному виготовляють методом епітаксії, включаючи епітаксію та металоорганічне хімічне осадження з парової фази (MOCVD, так звана металоорганічна парофазова епітаксія, MOVPE). Цим методом отримано найкоротшу довжину хвилі 236 нм на AlGaN і 207 нм для нанодротів AlN.

Для покращення однорідності нанодроти AlGaN створюють на взористих підкладках з малюнком [3]. У такому процесі росту зазвичай потрібен шар маски; і нуклеація нанодроту визначається місцем зіткненням через різний хімічний склад адатомів з поверхні підкладки та поверхнею матеріалу маски. Таким методом отримали однорідні нанодроти AlGaN у широкому діапазоні вмісту Al.

Оскільки кремній досі залишається основним елементом інформаційних комунікаційних технологій, виникає питання інтеграції світлоджерельних приладів з технологіями кремнію або на кремнієвих підкладках. Крім суто кремнієвих можливих підкладок, покриті Al; скляні, покриті графеном та вирощені взористі GaN на сапфіровому шаблоні.

1. H. Hirayama. Recent Progress in AlGaN Deep-UV LEDs. In: Light-Emitting Diode - An Outlook on the Empirical Features and its Recent Technological Advancements. J. Thirumalai (Ed.) (2018) p.198.
2. Songrui Zhao et al. Micromachines 11(2) (2020) 125; M. Brack, C. Guet, H.-B. Hakansson. Phys. Rep. 123 (1985) 275.
3. A. Pandey et al. Appl. Phys. Lett. 118 (2021) 241

INVESTIGATION OF RADIATION-ENHANCED DIFFUSION USING FIRST-PASSAGE TIME

V. V. Ryazanov

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

The approach of the first-passage time (*FPT*) of a random process to a certain level is applied to the description of radiation-enhanced diffusion (*RED*). This is an integral approach to describing the problem of *RED*, which does not specify the details of the process but takes into account the overall change in entropy during the process. Relationships are obtained to take into account the influence of radiation effects on the diffusion coefficient. The theoretical results obtained are compared with the experimental ones.

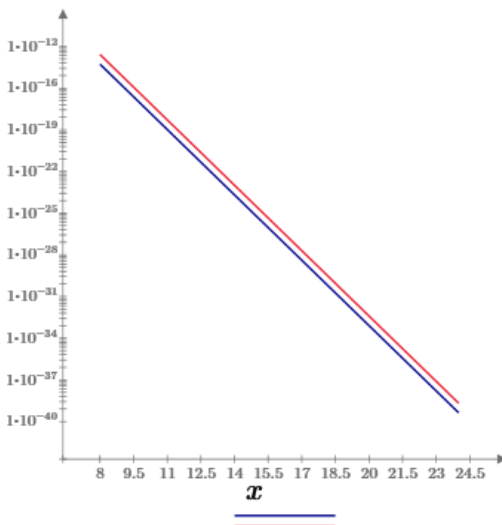
RED is a fundamental process that determines the evolution of the microstructure in materials under radiation exposure. For real structural materials of nuclear power plants, including austenitic chromium-nickel steels, *RED* is a limiting process of radiation damage: radiation-induced segregation, pore formation, and swelling, effects of radiation creep and growth, etc.

Under irradiation, radiation-accelerated processes occur, for example, decomposition of solid solutions, ordering, growth of nuclei of the second phase, and radiation-induced processes, for example, separation and segregation of elements, formation of a second phase, shape change (through dissolution) of particles of the second phase, disordering, which are based on are diffusion processes.

In this paper, an integral approach is used to describe the problem of *RED*, which does not specify the details of the process, but takes into account the overall change in entropy during the process. In the physical process of reaching a certain boundary by a diffusing particle, a change in entropy occurs, which must be taken into account. This approach is based on using the *FPT* of a random process to a certain level.

The use of *FPT* in this work is based on the determination of the diffusion coefficient D , when $D = \frac{(b-Y_0)^2}{\bar{T}_\gamma} = D_0 \frac{T_0}{\bar{T}_\gamma}$, $D_0 = \frac{(b-Y_0)^2}{T_0}$, where \bar{T}_γ , T_0 are the average *FPTs* for reaching the boundary by a diffusing particle in the presence and absence of radiative effects, b and 0 are boundaries of the diffusion region, $Y_0 = Y(t = 0)$ is the initial position of the diffusing particle, D_0 is the thermal diffusion coefficient without taking into account radiation effects, D is the diffusion coefficient taking into account radiation effects. The bar above \bar{T}_γ denotes the mean value of the random variable T_γ , $T_0 = \bar{T}_{\gamma=0}$, and the subscript γ indicates the dependence of this value on the parameter γ from the distribution for T_γ , which relates \bar{T}_γ to the change in entropy during the *FPT* time, and distinguishes T_γ from the temperature T_1 .

It is required to establish an adequate correspondence between a physical phenomenon and a random process used for its mathematical modeling. Many random processes can be adapted to a specific task. The properties of the process can be significantly affected by various circumstances, for example, changes in boundary conditions.



Dependences of $D = D^{irrad}$ (in red) and $D_0 = D^{thermal}$ (in blue) on the reciprocal temperature $x = 10^4/T$ in the interval x (8, 24) as in Fig. 4 [1]. The initial values, the parameter α from $Y_0 = Y(t = 0) = \alpha b$, and the value of k associated with the acting force F , are set as $\alpha = 0.95$, $k = 5$. Values on the y-axis, as in Fig. 8 [1] are plotted on a logarithmic scale.

Qualitatively, the behavior of the diffusion coefficient in Figure is the same as in Figs. 4 and 8 in [1]. The value of D corresponds to the value of D^{irrad} from [1], and the value of D_0 corresponds to the value

$D^{thermal} = 0.48 \exp(-3.22 / k_B T)$ from [1]. As in [1], the enhancement factor, $y = D^{irrad} / D^{thermal}$, was increased as the irradiation temperature decreased.

It is possible to set and solve the problem of finding a certain mathematical model that most accurately corresponds to a specific diffusion process in a certain substance, under given physical conditions, both at the boundaries of the system and within it. Some mathematical models may not be implemented in real physical systems. *RED* is implemented only under certain conditions. Values changes of entropy Δ may not be reached at which accelerated diffusion can turn into slow diffusion.

During irradiation, the inhomogeneity of the types of defects that arise, and the variety of their interactions with each other and with the atoms of the substance create the possibility of sometimes directly opposite effects, for example, acceleration or deceleration of diffusion. In the model of the drift-diffusion process under consideration, when the system is affected, it is mainly possible to reduce the average *FPT*. This corresponds to the acceleration of diffusion. In the diffusion model of the Feller processes, the conditions and areas of influence are determined under which the average *FPT* can increase, which corresponds to a slowing down of diffusion. The detailed relationship between the obtained mathematical relationships and the physical mechanisms corresponding to these mathematical models should be investigated in detail. There are a large number of mathematical models of diffusion.

This paper provides a general overview of the application of the *FPT* method to *RED* studies [2]. Diffusion by the vacancy (interstitial) mechanism is not considered. The advantage of the proposed approach to the description of *RED* is its generality. It applies not only to metals and alloys but to arbitrary physical systems. This consideration is illustrated by the example of the drift-diffusion process. The application of the described approach to a specific physical system requires setting an explicit stochastic model of the process. In this case, it is possible to use the results for estimating the transition through the energy barrier using the *FPT* study, as well as other possibilities of the *FPT* method.

1. T. Toyama et al. Radiation-enhanced diffusion of copper in iron studied by three-dimensional atom probe. *Journal of Nuclear Materials* 556 (2021) 153176.
2. V.V. Ryazanov. Investigation of radiation-enhanced diffusion using first-passage time. ArXiv: 2203.06449, [cond-mat.stat-mech].

ТОПОЛОГІЧНА ХАРАКТЕРИСТИКА ПОВЕРХНІ ЗРАЗКІВ Hg(Cd)Te ПІД ЧАС БОМБАРДУВАННЯ Ag⁺

О. Б. Смірнов¹, Р. К. Савкіна¹, Є. В. Малій², І. В. Петренко²

¹ Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Фотоніка займається генерацією, передачею, модуляцією та виявленням світла та була визначена Європейським Союзом як одна з ключових технологій. Цей інтерес мотивований потребою в інформаційних та комунікаційних технологіях у медицині, біології, агрономії, неруйнівному контролю, безпеці тощо. Тому існує потреба об'єднання від двох до п'яти смуг спектрального зображення в єдину оптичну систему. Мультиспектральні системи візуалізації зазвичай забезпечують комбінацію видимого ($\lambda = 0,4 \dots 0,7$ мкм), ближнього інфрачервоного (NIR; $\lambda = 0,7 \dots 1$ мкм), короткохвильового інфрачервоного (SWIR; $\lambda = 1,0 \dots 1,7$ мкм), середнього інфрачервоного (MWIR; $\lambda = 3 \dots 5$ мкм) або довгохвильового інфрачервоного (LWIR; $\lambda = 8 \dots 12$ мкм) діапазонів. Міліметрове і терагерцове бачення знайшли застосування як доповнення до оптичних зображень [1].

У пропонованій роботі доповідаються результати дослідження композитних структур p-(Ag₂O-Hg_{1-x}Cd_xTe ($x \sim 0,223$)) на основі нанорозмірних включень оксиду срібла в напівпровідниковій матриці. Шари HgCdTe були імплантовані іонами срібла Ag⁺. Модифікацію проводили ковзним (кути $\theta = 45^\circ, 30^\circ$) йонного бомбардування. Методом атомно-силової мікроскопії (АСМ) досліджено морфологію поверхні (111) Hg_{1-x}Cd_xTe ($x \sim 0,223$) епітаксійних шарів при опроміненні йонами з енергією $E = 140$ кеВ і густиною потоку $\Phi = 4,8 \cdot 10^{13}$ см⁻² при $T = 300$ К.

АСМ-зображення зразків Hg_{1-x}Cd_xTe, імплантованих під кутом 45 та 30°, наведено на рис. 1. Було виявлено, що ковзне бомбардування зразка під кутом $\theta = 45^\circ$ (див. рис. 1, а) призводить до фрактальної самоорганізації у періодичні структури [2]. Формується структура з фрактальною геометрією у формі дугоподібного зерна (вставка Фур'є частотного аналізу на рис. 1, а) з періодичністю $1/f_i = 80 \dots 90$ нм. Ковзне бомбардування зразка під кутом $\theta = 30^\circ$ (див. рис. 1, б) формує однорідний масив конічних утворень з висотою h від 5 до 25 нм і діаметром основи d від 13 до 35 нм. Фур'є-перетворення просторових частот показано на вставці рис. 1, б. Періодичні структури тут не спостерігаються.

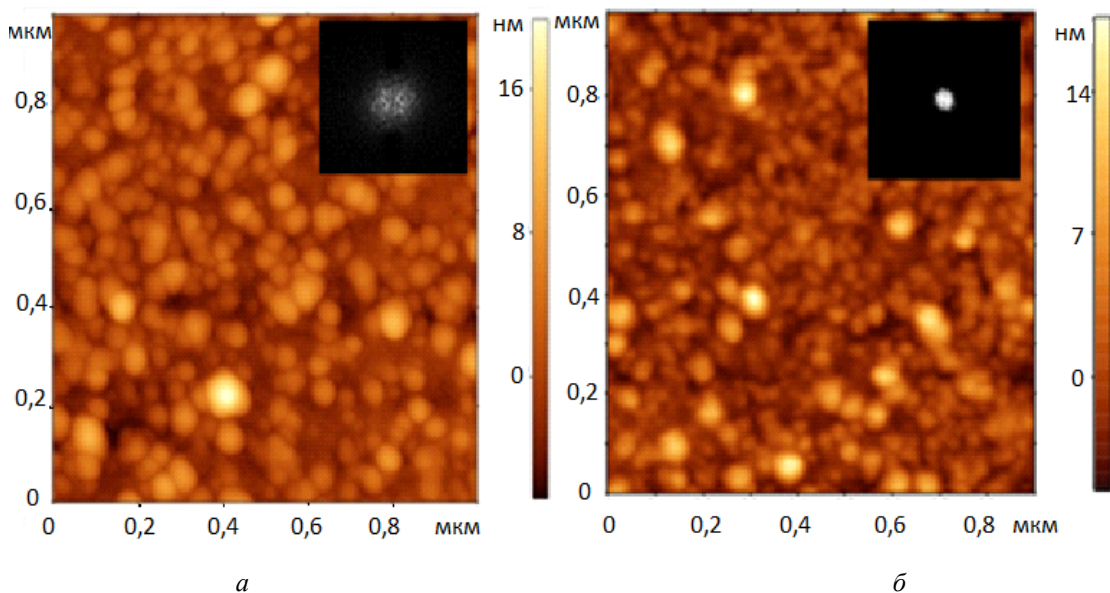


Рис. 1. Поверхня, що отримана з АСМ-зображення.
Дані півки Hg_{0,78}Cd_{0,22}Te, Ковзна обробка іонами срібла: а – $\theta = 45^\circ$; б – $\theta = 30^\circ$.

Якість поверхні зразка (розмиття малюнка поверхні, згладжування, шорсткість) можна оцінити через порівняння їхньої шорсткості з вихідним матеріалом, використовуючи такий параметр, як фрактальна розмірність рельєфу поверхні - D . Його значення визначено за допомогою програми *Gwyddion* (таблиця). Помітна різниця в отриманих значеннях залежить від методу визначення. Слід зазначити, що всі отримані значення, незалежно від методу визначення їх, коливаються в досить вузьких межах. Вважаємо, що в умовах нашого експерименту значення D свідчить про наявність зерен і пор на досліджуваній поверхні телуриду ртуті-кадмію.

Фрактальна розмірність рельєфу поверхні плівки $\text{Hg}_{0,78}\text{Cd}_{0,22}\text{Te}$

θ	Вихідний зразок	45°	30°	0°	0° подвійна доза
Кубічний метод	2,229	2,385	2,316	2,390	2,255
Триангулярний метод	2,392	2,448	2,435	2,395	2,345
Метод спектральної густини потужності	1,883	2,314	2,187	2,308	2,215

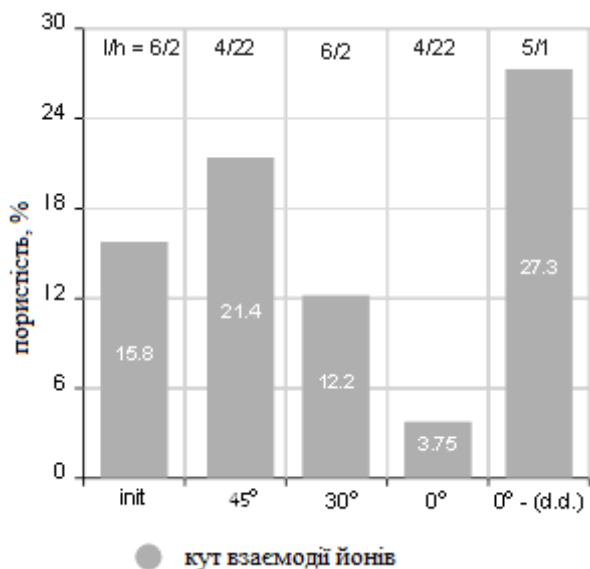


Рис. 2. Статистичний аналіз поверхні зразків $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Te}$.

Найбільш зручним методом його визначення є використання методу спектральної густини потужності (див. третій рядок у таблиці), оскільки він враховує як латеральні, так і вертикальні значення поверхневих об'єктів. Зміна цієї величини залежно від кута опромінення показує динаміку еволюції поверхні в рамках моделі дифузійно-перколяційних кластерів [3]. Діаграма на рис. 2 представляє статистичний звіт *SPIP Particle & Pore Analysis* щодо пористості поверхні (%), який проводився залежно від кута взаємодії (θ) йонів срібла з поверхнею. Пористість поверхні поводить немонотонно при зміні кута опромінення і корелює (протилежні зміни) зі значенням фрактальної розмірності рельєфу поверхні (D). Над колонками відображається співвідношення довжини об'єкта (1 нм) до кінцевої шорсткості (h , нм), що є зручним топологічним параметром при аналізі шорсткості. За діаграмою можна судити про поведінку поверхні

та оцінювати енергетичний вплив іонів на поверхню досліджуваних зразків.

Для кута 45° ми бачимо збільшення пористості (21,4 %) поверхні порівняно з вихідним зразком, зберігаючи при цьому топологію вихідного зразка ($l/h = 6/2$). При зменшенні кута нахилу променів по відношенню до нормалі (30°) характер змін інший. Відбувається зменшення пористості (%) і зміна параметрів топології ($l/h = 4/22$). Слід зазначити, що при наближенні кута до нормалі, а саме 12°, спостерігається максимальне значення коефіцієнта іонного розпилення Y [2], а ефективна глибина розпилення становить близько 14 Å для $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \sim 0,223$) [4]. При надмірному енергетичному впливі (подвійна доза опромінення при нормальному падінні, 0°) відбуваються суттєві зміни у співвідношенні фаз (пористість 27,3%), а експериментально спостерігається значна ерозія поверхні зразка ($l/h = 5/1$).

Проведено топологічний та статистичний аналіз поверхні зразків $\text{Hg}(\text{cd})\text{Te}$, підданих ковзному опроміненню йонами срібла ($\theta = 45^\circ$, $\theta = 30^\circ$) з однаковими енергетичними параметрами опромінення. Виявлено, що при опроміненні зразків під кутом $\theta = 45^\circ$ відбувається утворення на поверхні фрактальної структури. Статистичний аналіз підтвердив кореляцію між пористістю та енергетичним впливом йонів на поверхню зразків.

1. I. Degli-Eredi et al. Journal of Optics 23 (4) (2021) 043001.
2. A.B. Smirnov, R.K. Savkina. In: Nanophysics, Nanomaterials, Interface Studies and Applications. O. Fesenko and L. Yatsenko (Eds.). (New York: Springer, 2017) p. 405.
3. D. Ben-Avraham, S. Havlin, J. Phys. A: Math. Gen. 15(12) (1982) L691.
4. G. Carter. Journal of Physics D: Applied Physics 34(3) (2001) R1.

ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОСТОРОВОЇ СТРУКТУРИ ОСТРІВЦІВ ЕЛЕКТРОННО-ДІРКОВОЇ РІДИНИ В ОДНОШАРОВИХ ДИХАЛЬКОГЕНІДАХ

В. Й. Сугаков, А. А. Чернюк

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Електронно-діркова рідина (ЕДР) була експериментально відкрита в низьковимірних структурах, квантових ямах, утворених різними матеріалами: у кремнієвих напівпровідникових системах, у квантових ямах та надгратках на базі AlGaAs, а також у нових ван-дер-ваальсових гетероструктурах – дихалькогенідах перехідних металів (ДПМ) MoTe₂ та MoS₂ [1, 2]. На відміну від напівпровідникових систем, в яких детально досліджено утворення крапель ЕДР [3], у літературі наразі практично відсутня інформація щодо крапель ЕДР у ДПМ, а взаємодія між острівцями до цього часу не розглядалася. Задача вивчення ЕДР у низьковимірних структурах залишається актуальною, оскільки просторові структури в 2D системах, створені та керовані світлом, перспективні для оптоелектроніки як швидкі моделі переключення або елементи енергоефективної пам'яті [4]. Також цікавим є вивчення впливу ядерного опромінення на структуру поверхні ДПМ [5, 6], що представляє інтерес для радіаційної фізики.

Теорія формування просторової структури ЕДР при опроміненні світлом була побудована нами в роботі [7] для 2D напівпровідникових систем із використанням кінетичного підходу, застосованого для екситонної рідини [8]. Використовуючи результати роботи [7], у даній роботі ми виконали моделювання для одношарової системи ДПМ при світловому опроміненні.

В об'ємних напівпровідниках при не дуже високих інтенсивностях збудження ЕДР складається з окремих крапель ЕДР. У 2D системах ЕДР формується у вигляді окремих острівців, розташованих у площині квантової ями. Унаслідок процесів рекомбінації носіїв острівець має скінченний радіус, розміри якого визначаються швидкістю рекомбінації й інтенсивністю опромінення. Важливими є питання про розміри острівців ЕДР та взаємне розташування їх, обумовлене взаємодією між окремими острівцями.

Взаємодія між острівцями, що призводить до утворення просторових структур, відбувається через дифузійні поля вільних екситонів, які створюються зовнішнім джерелом і формують острівці. Сусідній острівець зменшує густину екситонів поблизу поточного острівця й уповільнює його зростання. Таким чином, острівцям вигідно віддалятися один від одного. Але на деякій відстані між острівцями внаслідок постійної накачки виникне певна область, в якій густина екситонів перевищує критичне значення, і там формуються умови появи нового острівця. Отже, існує оптимальне просторове розміщення острівців. Для його визначення необхідно досліджувати кінетику захоплення екситонів острівцями сумісно із обчисленням розподілу густини екситонів навколо острівців, враховуючи геометрію накачування та межові умови. Методику детально викладено в роботі [7].

Для визначення порогового значення накачування для формування одиночного острівця ЕДР, знаходимо залежність функції ЕДР від радіуса острівця (рис. 1). Максимуму функції розподілу відповідатиме найбільш імовірне значення радіуса острівця для даної накачки.

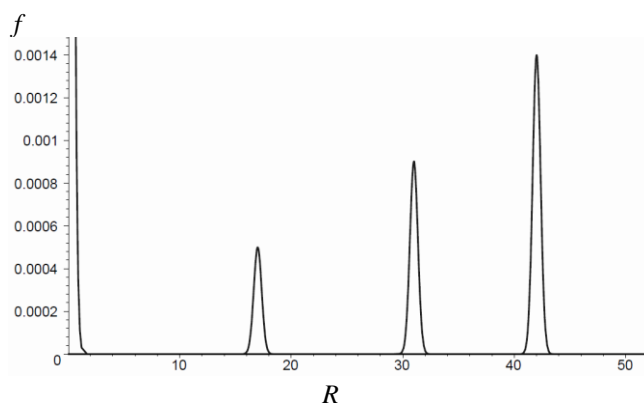


Рис. 1. Густина розподілу для одиночного острівця ЕДР при різних накачках (безрозмірні одиниці).

В обчисленнях були використані параметри із дослідних даних для шару кристала MoS₂, зокрема, критична густина і енергія зв'язку однієї e - h пари ЕДР $c_1 = 3,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $E_{\text{ЕНЛ}} = 380 \text{ меВ}$; коефіцієнт

дифузії та енергія зв'язку екситона $D_x = 2,1 \text{ см}^2/\text{с}$, $E_x = 240 \text{ меВ}$. Дані деяких параметрів різняться в літературі або не встановлені, тому були оцінені.

Графік на рис. 1 представлено в безрозмірних одиницях для трьох значень інтенсивності опромінення G . Радіус острівця наведено в одиницях $c_i^{-1/2}$. Отже, в дихалькогеніді MoS_2 критичний радіус острівців ЕДР становить 28 мкм і зростає зі збільшенням накачки. Поріг накачки зменшується зі скороченням часу життя екситона або із зниженням температури.

Розглянуто задачу про утворення острівців ЕДР у ДПМ у випадку однорідного опромінення шару дихалькогеніду накачкою у вигляді смуги, товщина якої така, що утворення острівців можливе лише вздовж лінії смуги (рис. 2). Установлено, що найімовірнішим є періодичне розташування круглих острівців ЕДР при запорогових накачках. Відстань d між острівцями ЕДР у дихалькогеніді MoS_2 становить $\sim 100 \text{ мкм}$ і скорочується з ростом інтенсивності опромінення.

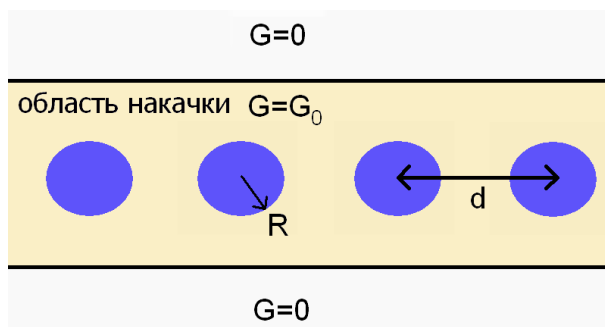


Рис. 2. Схема системи у випадку однорідного опромінення ДПМ у вигляді тонкої смуги: утворення крапель ЕДР із газу екситонів.

Обчислення було виконано для параметрів MoS_2 і можуть бути повторені для інших ДПМ та для іншої геометрії накачування.

1. T.B. Arp et al. Nature Photonics 13 (2019) 245.
2. Y. Yu et al. ACS Nano 13 (2019) 10351.
3. Т. Райс и др. *Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках* (Москва: Мир, 1980) 352 с.
4. Fan Yang et al. ACS Appl. Nano Mater. 5 (2022) 3824.
5. D. Tedeschi et al. Advanced materials 31 (2019) 1903795.
6. R.G. Mendes et al. ACS Nano 13 (2019) 978.
7. A.A. Chernyuk, V.I. Sugakov. Physics Letters A 384 (2020) 126185.
8. V.I. Sugakov. Phys. Rev. B 76 (2007) 115303.

ION-IMPLANTED DEUTERIUM BEHAVIOUR IN Li_4SiO_4 PELLETS WITH VARIOUS CONTENTS OF Li_2TiO_3

G. D. Tolstoluts'ka, S. O. Karpov, V. V. Ruzhytskyi

National Science Center Kharkiv Institute of Physics and Technology, Kharkiv, Ukraine

Future economic growth will have important implications for the energy demand. Future energy supply options may comprise fossil fuels, nuclear fission, fusion, renewable, energy storage, and improved energy efficiency. The maximum fusion power is achieved fusing deuterium (D) and tritium (T) to produce helium and high-speed neutrons, following the reaction: $\text{D} + \text{T} \rightarrow ({}^4\text{He} + 3.5 \text{ MeV}) + (\text{n} + 14.1 \text{ MeV})$. The functions of materials for fusion reactors can be divided into four main groups.: structural materials, plasma-facing materials, functional materials, Breeding Blanket materials. Advanced ceramic breeder (ACB) pebbles consisting of monoclinic lithium orthosilicate as the primary phase and monoclinic lithium metal titanate as the second phase are suggested as a potential solid-state candidate material for tritium breeding in fusion reactors. The understanding of tritium behavior (retention and release) in the bulk and at the surface of these porous materials is crucial for achieving a reactor's self-sustainable operation (Tritium Breeder Ratio, TBR higher than 1.15 [1]).

The tritium release process from the neutron-irradiated lithium-containing ceramics consists of several complex stages involving, among others: grain boundary and inter-granular diffusion, absorption and desorption at the gas/solid interfaces, diffusion along the interconnected porous, and surface reactions. In addition, the radiation damage, which will be induced in the tritium breeding ceramics by neutrons and ionizing radiation, can interact with the generated tritium and thereby strongly influence its diffusion and release processes. Such radiation damages will also induce changes in thermal and mechanical properties, swelling, and degradation of the mechanical integrity of the pebbles.

In this research, lithium orthosilicate pellets with various nominal contents of lithium metal titanate were irradiated with deuterium ions in order to simulate the diffusion of the deuterium and its release from the irradiated biphasic ACB pebbles.

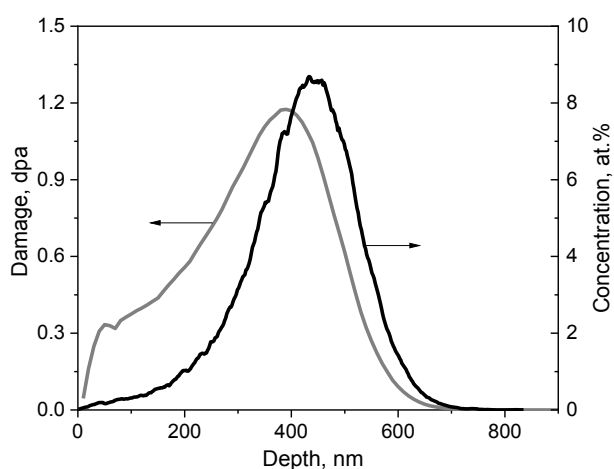


Fig. 1. Depth distribution profiles of damage and concentration for 25 keV deuterium ions in Li_4SiO_4 calculated by SRIM for a dose of $1 \cdot 10^{17} \text{ D}^+/\text{cm}^2$.

The pellets were irradiated in the target chamber of ESU-2 installation [2] with a 25 keV D_2^+ ion beam separated by an 85-degree magnetic mass analyzer and incident on the target approximately along the normal with a current density of $6 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ at a temperature of 290 K. Calculated by SRIM [3] depth distribution profiles of damage and deuterium concentration are shown in Fig. 1.

The implanted deuterium release was investigated by the thermal desorption (TD) technique in the temperature range from 290 to 1200 K at a rate of $6 \text{ K}\cdot\text{s}^{-1}$. The gas release was registered by a monopole mass spectrometer.

Irradiations and TD measurements were performed in one chamber to exclude contact of the specimens with air that prevented the formation of artifact trap sites.

The influence of radiation damages on the diffusion of the implanted deuterium and its release from the irradiated pellets was determined. Fig. 2 shows the TD spectra of deuterium from 90 % $\text{Li}_4\text{SiO}_4 + 10 \%$ Li_2SiO_3 and 90 % $\text{Li}_4\text{SiO}_4 + 10 \%$ Li_2TiO_3 samples. Deuterium evolution is observed in the temperature range of 290 - 650 K and is probably characterized by the superposition of at least two close TD peaks at around 400 and 500 K. The TD spectra in Fig. 2 are very similar, so it is expected that the mechanism of thermal desorption in studied ceramics is associated with the same processes.

Computational evaluation of hydrogen isotope desorption within the framework of the diffusion trapping model [4] provided the ability to assess activation energies of de-trapping processes and to associate characteristics of experimental TD spectra with specific trapping sites in the material. This was accomplished by numerically solving the equations for diffusion in a field of traps.

According to previous studies, the release rate of tritium is limited by the diffusion stage in many Li-based ceramics [5]. Furthermore, the lithium vacancy is considered to be the initial defect caused by

irradiation in lithium-based materials, since lithium atoms are constantly knocked out from their positions or consumed to form tritium under irradiation [6].

As seen in Fig. 2, the structure of the experimental TD spectra consists of at least two closely spaced peaks. Therefore, we speculated that, in addition to the diffusion stage, the spectrum contains a peak associated with deuterium de-trapping from radiation-induced traps. The simulation result is shown in Fig. 3 where the experimental TD spectrum for 90 % Li_4SiO_4 + 10 % Li_2SiO_3 is shown for comparison. The simulated spectrum in Fig. 3 was obtained using the following parameters: the activation energy for diffusion $E_m = 0.59$ eV, the deuterium binding energy with traps $Q = 0.40$ eV.

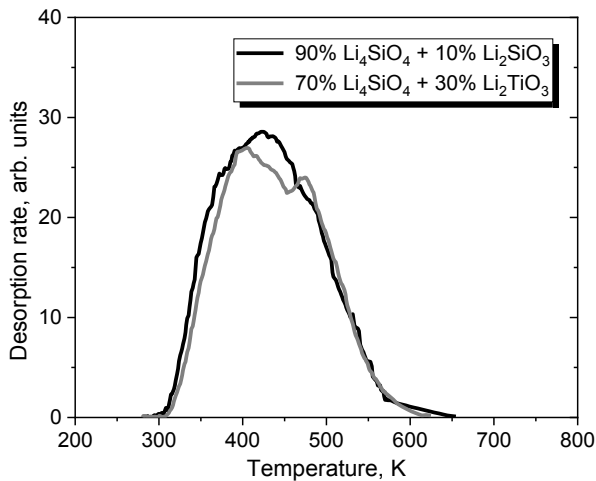


Fig. 2. Deuterium TD spectra from 90 % Li_4SiO_4 + 10 % Li_2SiO_3 and 90 % Li_4SiO_4 + 10 % Li_2TiO_3 ceramics irradiated with 25 keV deuterium ions to a dose of $1 \cdot 10^{21}$ D/m² at room temperature.

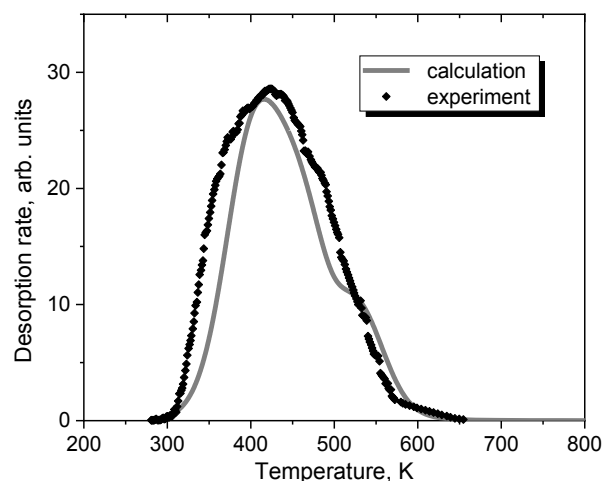


Fig. 3. Experimental points and calculated curve of deuterium thermal desorption from 90 % Li_4SiO_4 + 10 % Li_2SiO_3 ceramic after irradiation with deuterium ions.

The de-trapping energy of deuterium bound to the radiation-induced trap represents the sum of the diffusion activation energy and the binding energy, $E_m + Q$, and reaches almost 1 eV. The results of a recent DFT study [7] showed that tritium can diffuse through the interstices of a ceramic lattice with a barrier of 0.52 eV. When the tritium ion becomes bound to a defect of the lithium vacancy type, the energy required for the release of tritium from the vacancy increases to 1.06 eV.

Thus, the values obtained in the current study are in reasonable agreement with those predicted by the DFT calculations. Overall, the obtained results indicate that the desorption of deuterium is limited by the intragranular diffusion of deuterium and its trapping by radiation defects associated with Li-vacancy traps. The binding energy of deuterium with Li-vacancy-associated traps was estimated at 0.4 eV.

Ion-implanted deuterium is rather easily desorbed in the temperature range of 290 ... 650 K. Deuterium gas release from studied ceramics demonstrates a similar trend indicating weak dependence of deuterium trapping behavior on phase composition.

1. M.E. Sawan, M.A. Abdou. Fus. Eng. Des. 81 (2006) 1131.
2. G. Tolstolutsкая et al. PAST 1 (2010) 135.
3. <http://www.srim.org/>
4. S. Karpov et al. Metallofiz. Noveishie Tekhnol. 26 (2004) 1661 (Rus).
5. C.E. Johnson. J. Nucl. Mater. 270 (1999) 212.
6. K. Li et al. Materials 11 (2018) 2383.
7. K. Goswami, S. Murphy. J. Phys. Chem. C 124 (2020) 12286.

ВПЛИВ ОБРОБКИ У КИСНЕ- ТА АЗОТОВМІСНОМУ ГАЗОВОМУ СЕРЕДОВИЩІ НА ОПІРНІСТЬ НАСИЧЕННЮ ВОДНЮ СПЛАВУ Zr-1%Nb

В. С. Труш, І. М. Погрелюк, О. Г. Лук'яненко, Т. М. Кравчишин

Фізико-механічний інститут ім. Г. В. Карпенка НАН України, Львів, Україна

Цирконієві сплави мають унікальне поєднання механічних, корозійних і ядерно-фізичних властивостей, зокрема таких як: малий поперечний переріз захоплення теплових нейтронів, висока температура плавлення, радіаційна й корозійна стійкість у воді за високих тисків та температур. Тому цирконій широко застосовують в активній зоні ядерного реактора, зокрема для виготовлення оболонок тепловиділяючих елементів (ТВЕЛів) [1 - 4].

Разом із тим існує низка чинників, які істотно впливають на функціональні властивості цирконієвих сплавів. Одним із таких чинників є активна взаємодія з елементами проникнення (киснем, азотом, воднем) [5 - 8]. Альтернативним рішенням може бути регламентоване модифікування поверхневого шару елементами проникнення (киснем, азотом, вуглецем) [9 - 10]. Таке рішення, з одного боку, дасть змогу уникнути потреби у коштовному вакуумному обладнанні. З іншого боку, завдяки керуванню інтенсивністю фізико-хімічних процесів на міжфазних границях через температурно-часові та газодинамічні параметри процесу насичення можна формувати дифузійні зміцнені приповерхневі шари з широким спектром характеристик (морфологія, структурно-фазовий стан, рівень та глибина зміцненого шару), а відтак, розширити сферу використання та підвищити їхню надійність.

У даній роботі досліджено вплив окиснення та азотування на опірність насиченню водню зразків-кілець, виготовлених із цирконієвого сплаву Zr-1%Nb.

Випробували зразки, які вирізали з ТВЕЛ'них трубок із цирконієвого сплаву українського виробництва (ТУ 001.257-85) у стані постачання та після хіміко-термічної обробки в кисневому і азотному газових середовищах: окисували при $T = 580\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\tau = 3$ год, $P_{\text{O}_2} = 10^{-1}$ Па; азотували при $T = 580\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\tau = 9$ год, $P_{\text{N}_2} = 10^5$ Па. Насичення воднем виконували за таких умов: $T = 450\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\tau = 2$ год, $P_{\text{H}_2} = 0,013$ Па. Десорбцію водню зі зразків залежно від температури вивчали за допомогою мас-спектрометра МХ-7203 (виконувалось в ННЦ ХФТІ НАН України). Порівнювали зі зразками у стані постачання без додаткової хіміко-термічної обробки.

У результаті виконання досліджень виявлено, що за термодифузійного насичення з кисне- та азотовмісного газового середовищ формуються відповідні дифузійні шари, які захищають від проникнення водню у зразки-кілець, що вирізані з ТВЕЛ'ної трубки зі сплаву Zr-1%Nb.

Згідно з результатами досліджень, після термічної обробки в кисневмісному та азотовмісному газових середовищах знижується кількість водню поглиненого дослідними зразками-кільцями до ~ 270 ppm та ~ 345 ppm відповідно, у той час як у стані постачання (без обробки) зафіксовано вміст водню ~ 940 ppm. Для окисованого та азотованого цирконієвого сплаву на кривих десорбції водню крім зниження інтенсивності та наявності високотемпературного піка ($700 \dots 800\text{ }^{\circ}\text{C}$) зафіксовано ще один пік десорбції за температур $390 \dots 420\text{ }^{\circ}\text{C}$. Згідно з літературними даними [11] такий пік може відповідати десорбції водню з дифузійного (дефектного) багатого на пастки для водню шару, але в якому енергія утримання водню є менша порівняно з енергією його утримання в матриці сплаву (рис. 1).

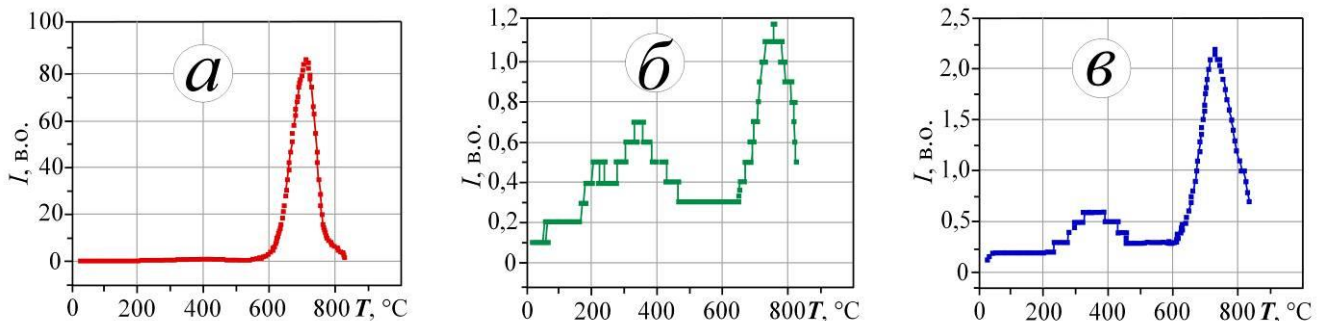


Рис. 1. Температурні залежності виділення зі сплаву Zr-1%Nb водню під час нагрівання після насичення воднем: *a* – у стані постачання, *б* – після азотування, *в* – після окисування.

Виявлено кореляцію між маспектрометричними та металографічними дослідженнями (рис. 2). У зразках у стані постачання зафіксовано значно більшу кількість виділень гідридів цирконію порівняно з попередньо окисованим чи азотованим зразками.

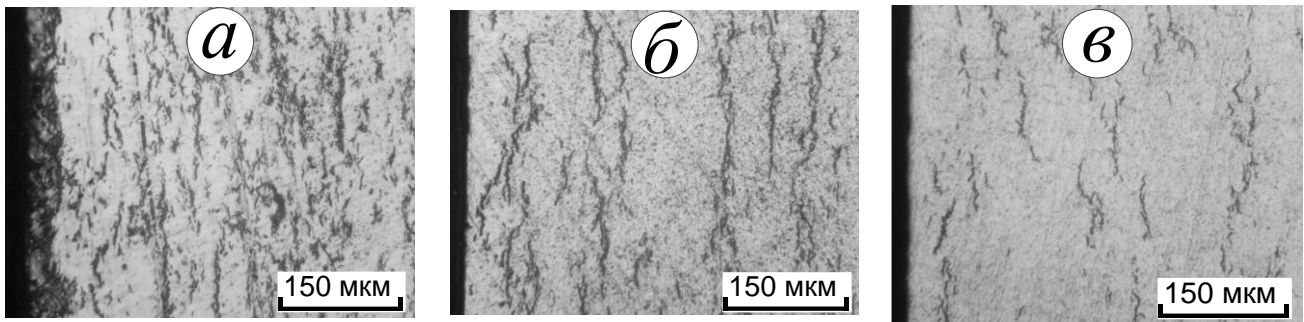


Рис. 2. Мікроструктура насичених воднем зразків-кілець зі сплаву Zr-1%Nb після попередньої обробки:
 а – вихідний стан, б – зразок після обробки в кисневмісному середовищі,
 в – зразок після обробки в азотовмісному середовищі

Отже, результати дослідження дають можливість зробити висновок про сприятливий вплив обробки сплаву Zr-1%Nb в кисне- та азотовмісному газовому середовищах на зменшення сорбції водню сплавом Zr-1%Nb.

Подальші дослідження будуть спрямовані на визначення оптимальних температурно-часових та газодинамічних параметрів насичення для формування оптимального дифузійно зміцненого приповерхневого шару, який би перешкоджаючи сорбції водню не погіршував механічні властивості металу ТВЕЛьних трубок при випробуванні різним навантаженням за різних температур.

1. C. Lemaignan. Zirconium Alloys: Properties and Characteristics. In: *Comprehensive Nuclear Materials*. Rudy. J. M. Konings (Ed.). Vol. 2: Material properties oxide fuels for light water reactors and fast neutron reactors. (Amsterdam: Elsevier, 2012) p. 217.
2. C. Lemaignan, A.T. Motta. Zirconium Alloys in Nuclear Applications. In: *Materials Science and Technology*. R. W. Cahn, P. Haasen, E. J. Kramer (Eds.). (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2006).
3. J. Zhang et al. *Physical Chemistry Chemical Physics* 17 (2015) 17301.
4. L. Gribaudo, D. Arias, J. Abriata. *Journal of Phase Equilibria* 15 (1994) 441.
5. S. Yamanaka et al. *Alloys & Comp.* 293-295 (1999) 42.
6. V.S. Trush et al. *Physics and Chemistry of Solid State. Section: Physics* 23 (2022) 401.
7. J.H. Kim et al. *Journal of Alloys and Compounds* 431 (2007) 155.
8. M. Liyanage, R. Miller, R.K.N.D. Rajapakse. Effect of Oxygen on Hydrogen Diffusivity in α -Zirconium. arXiv:1909.02486v1 [cond-mat.mtrl-sci] (2019).
9. V.S. Trush et al. *Materials Science* 57 (2022) 520.
10. V.S. Trush, O.H. Lukianenko, P.I. Stoev. *Materials Science* 55 (2020) 585.
11. Н.Н. Никитенков и др. Изв. Томского политех. ун-та 309(4) (2006) 52.

ТЕОРІЯ ТЕРМОЕЛЕКТРОРУШІЙНОЇ СИЛИ В НЕВПОРЯДКОВАНИХ ОРГАНІЧНИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ ЗІ СТРИБКОВИМ МЕХАНІЗМОМ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ

І. І. Фіщук¹, Хайнц Бесслер²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Байройтський інститут макромолекулярних досліджень, Байройт, Німеччина

Дослідження термоелектричних властивостей неупорядкованих напівпровідникових матеріалів є важливим не лише для удосконалення технологічного виготовлення термоелектричних приладів, а й із фундаментальної точки зору, оскільки воно може забезпечити додаткове розуміння основного механізму електронного транспорту у цих матеріалах. Дослідження термоелектричних процесів у поєднанні з рухливістю носіїв заряду може сприяти точнішому теоретичному опису транспортних властивостей неупорядкованих напівпровідників, оскільки обидва явища базуються на одному і тому ж фізичному механізмі.

Неупорядкований органічний напівпровідник ми будемо апроксимувати кубічною решіткою із сталою a , що дорівнює середній відстані між найближчими локалізованими станами, тобто $a = N^{-1/3}$, де N - концентрація локалізованих станів. Густина розподілу випадкових значень енергії ε (енергетичний безпорядок) цих станів у нульовому електричному полі описується функцією Гауса $g(\varepsilon) = (N/\delta\sqrt{2\pi})\exp[-0,5(\varepsilon/\delta)^2]$, де δ - ширина розподілу. Нехай n є концентрація носіїв заряду. Тоді значення енергії Фермі ε_F може бути визначена із трансцендентного рівняння для концентрації носіїв заряду $n = \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon g(\varepsilon)f(\varepsilon, \varepsilon_F)$, де $f(\varepsilon, \varepsilon_F) = 1/\{1 + \exp[(\varepsilon - \varepsilon_F)/k_B T]\}$. Ми використаємо поляронну модель Маркуса із врахуванням енергетичного безпорядку, коли ймовірність міжвузлового стрибка визначається виразом $w_{12} = w_0 \exp[-E_a/k_B T - (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)/2k_B T - (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)^2/16E_a k_B T]$, де w_0 - коефіцієнт, E_a - енергія активації полярона, Ефективна термоерс визначається виразом $\alpha_e = -\beta_e/\sigma_e$. Тут $\sigma_e = e\mu_e n$, $\mu_e = ea^2 k_0 w_e/k_B T$, $\beta_e = ev_e n$, $v_e = ea^2 k_0 q_e/k_B T$. Для обчислення величин w_e та q_e скористаємося наближенням ефективного середовища (ЕМА), а саме рівняннями [1]

$$\left\langle \frac{w_{12} - w_e}{\frac{w_{12} + w_{21}}{2} + (d-1)w_e} \right\rangle = 0, \quad \left\langle \frac{\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_F}{eT} w_{12} - q_e}{\frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_F)w_{12} + (\varepsilon_2 - \varepsilon_F)w_{21}}{2eT} + (d-1)q_e} \right\rangle = 0.$$

Дужки $\langle \dots \rangle$ означають конфігураційне усереднення, d - розмірність системи.

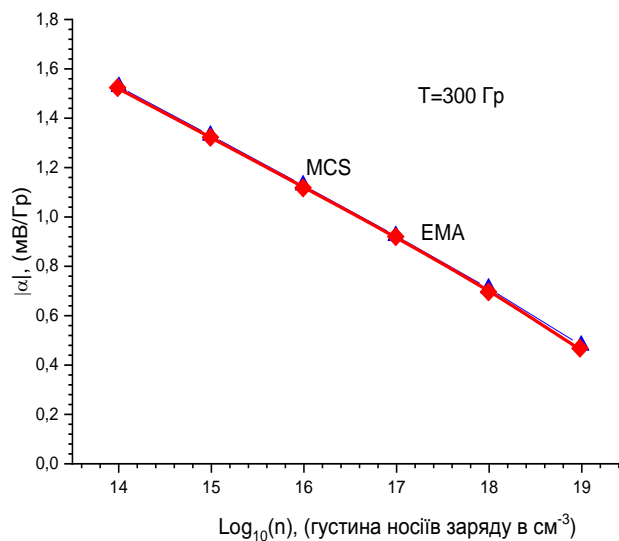


Рис. 1. Залежність термоерс від концентрації носіїв заряду.

На рис. 1, 2 і 3 представлено при $d = 3$ теоретичні залежності (суцільні криві) ефективної термоерс від концентрації носіїв заряду (при $\delta = 3k_B T_0$, $T_0 = 298$ Гр, $T = 300$ Гр), температури (при $\delta = 3k_B T_0$, $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N = 10^{21} \text{ см}^{-3}$) і величини енергетичного безпорядку (при $T = 300$ Гр, $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 298$ Гр). Символами представлені дані комп'ютерних розрахунків (MCS), отримані в роботі [2] методом Монте Карло при тих же значеннях параметрів.

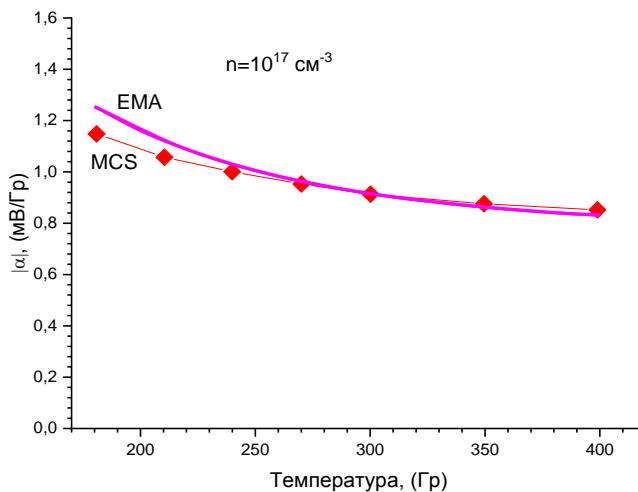


Fig. 2. Залежність термоерс від температури.

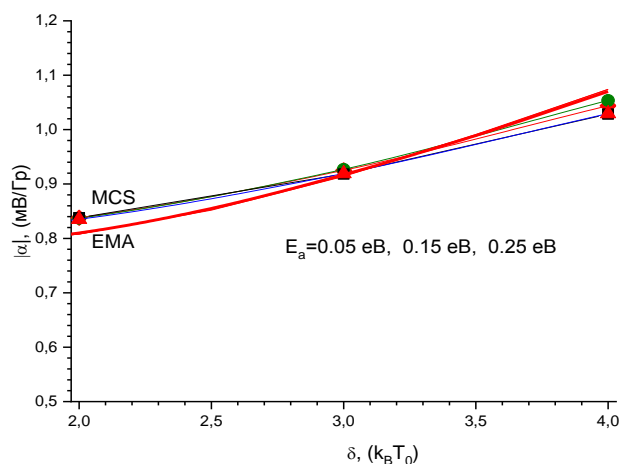


Рис. 3. Залежність термоерс від величини енергетичного безпорядку при різних значеннях E_a .

Таким чином, теоретичні криві, розраховані в рамках моделей Маркуса при вибраних значеннях параметрів добре узгоджуються з комп'ютерними даними [2].

1. I. Fishchuk et al. Phys. Rev. B 65 (2002) 125201.
2. D. Mendels, N. Tessler. J. Phys. Chem. Lett. 5(18) (2014) 3247.

MODELING OF PLASTIC DEFORMATION AND MECHANICAL PROPERTIES CHANGE IN IRRADIATED ZIRCONIUM-BASED ALLOYS

O. M. Shchokotova, D. O. Kharchenko, V. O. Kharchenko, S. V. Kokhan

Institute of Applied Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Sumy, Ukraine

For several decades zirconium-based alloys are widely used as structural materials in nuclear reactors due to their small thermal neutron absorption cross-section combined with advantageous mechanical properties and good corrosion resistance. A large number of papers devoted to experimental studies of the effect of irradiation on plastic and the strength properties of zirconium alloys, which are important criteria for the selection of structural materials for nuclear power. However, theoretical ideas about the microstructural evolution and the dislocation structure behavior, which during irradiation result in a change in the mechanical properties of the material, require significant development in order to establish complete information about the physical mechanisms of radiation hardening and embrittlement. To this end, it is necessary to use mesoscopic approaches to numerical modeling of physical system behavior, in particular, phase field theory [1, 2]. The combination of the phase field method with the elasticity theory proposed in works [3 - 5] makes it possible to describe the elastic field evolution in the case of plastic deformation. In order to study the effect of irradiation on the plastic deformation processes and changes in the mechanical properties of the alloys, a conjoint study of the alloy components rearrangement, defects dynamics, and deformation field evolution is necessary, as shown in works [6, 7].

In this work, we study plastic flow processes and mechanical properties change under neutron irradiation of Zr - 2%Nb and Zr - 2%Nb - 1%Sn alloys by considering dislocation loops dynamics. In order to perform the numerical modeling of sample preparation and neutron irradiation we exploit the phase field method by using CALPHAD potentials and reaction rate theory. The prepared samples of alloys with organized microstructure are used to simulate the mechanical testing and investigate the mechanical properties change under irradiation at different irradiation parameters (dose rate, temperature, and dose). By introducing the elastic component within the framework of nonlinear elasticity theory we modelize in three dimensions the applied shear load, tension, and compression at different strain rates and study the dynamics of the elastic field, the formation, and evolution of slip planes and dislocation loops under plastic deformation of studied alloys before and after irradiation. In this model the elastic energy is a periodic function of five strain components in a three-dimensional case, the elastic moduli depend on the alloy composition, which makes it possible to take into account the elastic inhomogeneity of the material. With the aim to obtain well-defined slips, we perform space discretization by using the staggered grid method [5]. The simulations are provided at high values of strain rate ranging from 10^8 s^{-1} to 10^9 s^{-1} , which is about 11 - 12 orders of magnitude higher than the strain rate under typical mechanical testing (10^{-3} s^{-1}). It is well known that with an increase in the strain rate it is observed a significant increase in yield strength and ultimate strength. A study of mechanical properties by modeling is usually performed at high strain rates (see, for example, Refs. [8, 9]).

We calculated the deformation curves for shear deformation, compression, and tension of the pre- and post-irradiated considered zirconium alloys at different irradiation parameters and strain rates. The stress-strain curves for shear deformation with a constant strain rate 10^9 s^{-1} of unirradiated and irradiated alloys samples are shown in Fig. 1. Obviously, that irradiation leads to yield and ultimate strength increase, that is to grow in the resistance of alloys to plastic flow and material hardening. It was found that the irradiation to a dose of 1 dpa leads to growth in the yield strength and ultimate strength of Zr - 2%Nb alloy by 3 and 4.9 %, respectively; the yield strength and ultimate strength of Zr - 2%Nb - 1%Sn alloy increase by 8 and 9.9 %, respectively. In addition, we considered the effect of adding Tin on the mechanical properties of Zr - Nb - Sn system before and after irradiation. By analyzing obtained data, it is seen that the presence of Tin results in an increase in the deformation characteristics of zirconium alloys (see Fig. 1).

By comparing the obtained stress-strain curves at different irradiation parameters one finds that the yield strength and ultimate strength increase with the dose rate and decrease with irradiation temperature. Thus, an increase in dose rate leads to alloy hardening, whereas temperature growth acts in the opposite manner. The analysis of the obtained stress-strain curves at different strain rates shows that the yield strength and ultimate strength increase with strain rate. It is shown that at higher strain rates the ultimate strength is achieved later, that is at larger values of applied deformation. Furthermore, we examined the dependencies of elastic energy on strain for studied pre- and post-irradiated alloys under shear deformation with different strain rates.

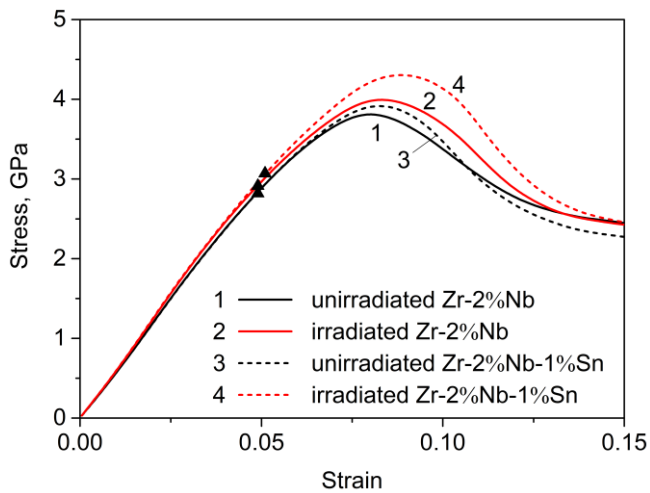


Fig. 1. Stress-strain curves for Zr - 2%Nb and Zr - 2%Nb - 1%Sn alloy samples before and after irradiation to a dose of 1 dpa, at temperature 550 K and dose rate 10^{-6} dpa/s. Triangles on the diagram denote the values of the yield strength. The maximal values of stress in deformation curves correspond to the ultimate strength.

We obtained the three-dimensional snapshots of the shear elastic energy evolution, that represent the distribution of dislocation loops in the alloy sample under applied shear deformation γ with a constant strain rate 10^9 s^{-1} (Fig. 2). Initially dislocation loops emerge around the Nb - precipitates, as it is seen from the snapshot at strain value $\gamma = 0.075$. Then, an increase in the external deformation leads to the growth of the number and size of dislocation loops in the sample, while the Nb - precipitates mainly inhibit the sliding of the loops to one side (snapshot at $\gamma = 0.1$). Here the interaction of dislocation loops starts forming a developed dislocation structure, that results in a decrease in the stress values after reaching the ultimate strength. Finally, with a further increase of the deformation, far from a deformation related to the ultimate strength, one gets a percolation structure resulting in the plastic flow of the material (snapshots at $\gamma = 0.122$). Moreover, we studied the evolution of elastic deformation fields (elastic strains and stresses) in zirconium alloy during different applied mechanical loads. The distributions of elastic strains allow observing the formation and dynamics of the slip planes inside the sample.

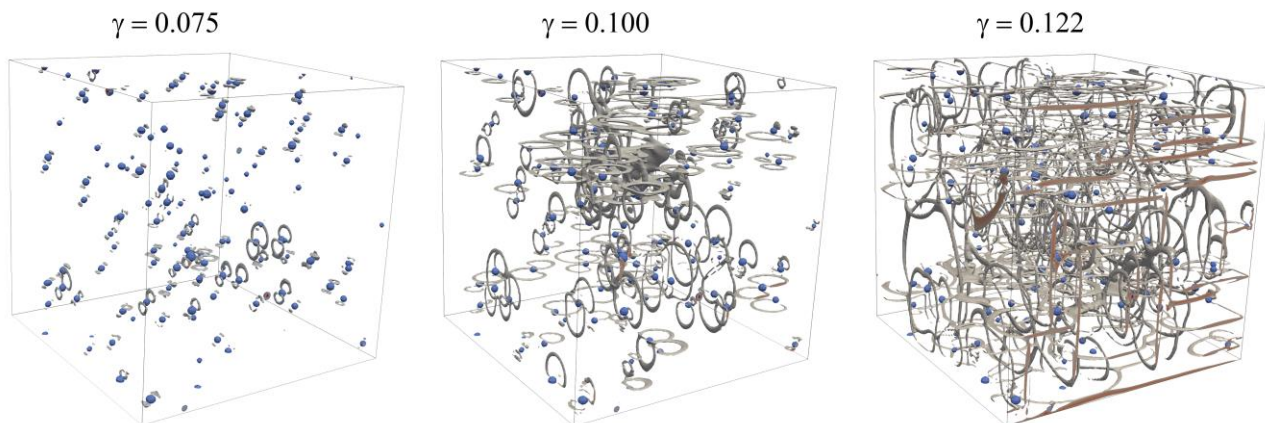


Fig. 2. Evolution of dislocation loops in irradiated Zr - 2%Nb - 1%Sn alloy sample under shear deformation. String-like grey regions correspond to the highest values of elastic energy and represent the dislocation structure. The precipitates of Nb are shown as blue domains.

1. J.W. Cahn. *Acta Metall.* 9 (1961) 795.
2. J.W. Cahn, J.E. Hilliard. *J. Chem. Phys.* 28 (1958) 258.
3. A. Onuki. *Phase Transition Dynamics* (Cambridge: Cambridge University Press, 2002) 726 p.
4. A. Minami, A. Onuki. *Phys. Rev. B* 72 (2005) 100101.
5. A. Minami, A. Onuki. *Acta Mater.* 55 (2007) 2375.
6. D.O Kharchenko, O.M. Shchokotova, I.O. Lysenko. *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.* 35(12) (2013) 1697.
7. D.O Kharchenko et al. *Radiat. Eff. Defects Solids* 170 (2015) 584.
8. M.F. Horstemeyer, M.I. Baskes, S.J. Plimpton. *Acta Mater.* 49 (2001) 4363.
9. A. Lehtinen et al. *Sci. Rep.* 8 (2018) 6914.

ВИКОРИСТАННЯ Р-СИМЕТРІЇ ДЛЯ НАГРІВУ ЦИЛІНДРИЧНОЇ ПЛАЗМИ

О. Л. Андрєєва¹, А. В. Глущенко¹, В. І. Ткаченко^{1,2}

¹ *Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України,
Харків, Україна*

² *Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Харків, Україна*

У цій роботі розглянуто задачу взаємодії діелектричного хвилеводу та хвилеводу з плазмою з метою нагрівання останньої. Ідея нагрівання полягає в тому, що при взаємодії двох пов'язаних хвилеводів, збудження мод у діелектричному хвилеводі в результаті ефекту Р-симетрії призводить до збудження мод у плазмовому хвилеводі, що за наявності загасання в плазмі буде призводити до її нагрівання.

Розв'язок даної задачі проводимо в два етапи. На першому етапі розвиваємо багатомодовий підхід [1, 2] для оптимізації параметрів системи, при яких є можливим зв'язок робочих мод діелектричного хвилеводу з модами хвилеводу з плазмою. На другому етапі робимо розрахунки, використовуючи повнохвильовий підхід, з використанням чисельних методів, де по-перше: проводиться апробація побудованого багатомодового підходу та розрахунок величини нагріву плазми.

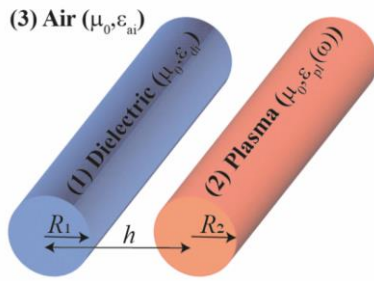


Рис. 1. Геометрія системи. Циліндричний діелектричний хвилевід та хвилевід з плазмою.

Для аналізу використовуємо багатомодовий аналітичний підхід [1], який раніше успішно застосовувався до зв'язаних систем із втратою та посиленням [2, 3]. Нехай є два паралельні циліндри з радіусами R_1 та R_2 і діелектричними проникностями ϵ_{di} і $\epsilon_{pl}(\omega)$ (рис. 1). Область 1 – круглий діелектричний хвилевід, а область 2 – круглий хвилевід із плазмою. Обидва циліндри занурено в нескінченне середовище (область 3) з діелектричною проникністю ϵ_{ai} . Відстань між осями паралельних циліндрів дорівнює h .

Нас цікавлять власні частоти та власні поля зв'язаних хвилеводів з різними типами середовища. Для визначеності покладемо діелектричні проникності діелектриків $\epsilon_{ai} \in \Re, \Re(\epsilon_{di}) > \epsilon_{ai}$, а для плазмового хвилеводу скористаємося формулою Друде:

$$\epsilon_{pl}(\omega) = 1 - \frac{\Omega^2}{\omega(\omega + i\nu)^2}, \quad (1)$$

де Ω – Ленгмюрівська плазмова частота, ω – частота електромагнітних коливань плазми, ν – ефективна частота зіткнень.

Уведемо дві полярні системи координат (r_1, φ_1) і (r_2, φ_2) що відносяться до кожного циліндра. У цих координатах осеві компоненти електромагнітного поля (E_z, H_z) в областях 1, 2 і 3 можуть бути розкладені по ортогональних функціях $J_n(k_{p_1} r_1) e^{in\varphi_1}$, $J_n(k_{p_2} r_2) e^{in\varphi_2}$ та $H_n^{(1,2)}(k_{p_3} r_j) e^{in\varphi_j}$, $(j=1, 2)$ відповідно (див. [4]). Тут $n \in \mathbb{Z}$, $k_{p,i}^2 = k_i^2 - k_z^2$, $k_i = k_0 \epsilon_{ri}$ ($i = ai, di, pl$) $k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$, $J_n(g)$ – функція Бесселя, $H_n^{(1)}(g)$ та $H_n^{(2)}(g)$ – функція Ханкеля першого та другого роду відповідно. Фактор поля припускаємо як $\exp[i(\omega t - k_z z)]$. Порядок функцій Ханкеля вибирається з умови загасання електромагнітних полів на нескінченності.

Поперечні компоненти поля в областях 1, 2 та 3 можуть бути виражені через аксіальні компоненти рівнянь Максвелла. Використовуючи умови безперервності аксіальної та азимутальної компонент поля на кордонах між областями 1, 2 і 3 ортогональні властивості базисних функцій, і теорему складання Графа для циліндричних функцій, отримуємо систему рівнянь для невідомих амплітуд мод (азимутальні гармоніки). Система рівнянь має нетривіальні розв'язки, якщо її визначник дорівнює нулю. Ця умова дає шукане дисперсійне співвідношення для пари пов'язаних хвилеводів, занурених у нескінченне діелектричне середовище.

Досліджено взаємодію мод діелектричного циліндра та циліндра з плазмою. Як приклад розглянемо пов'язані циліндри не порушуючи спільності, для діелектричного хвилеводу обрано моду HE_{11} . Для забезпечення найбільшого зв'язку між модами хвилеводів оптимізуються параметри системи для досягнення перетину HE_{11} мод діелектричного циліндра з модами плазмового хвилеводу.

Далі більш детально розглянемо поведінку моди HE_{11} в діелектрику та TM_0 моди в плазмі навколо точки (с) на рис. 2 з параметрами: $\epsilon_{di} = 12 - 0,05i$ (кремній Si), $\epsilon_{ai} = 1$, $\nu = 10^9$, $k_z/k_0 = 1,6$, $R_1 = R_2 = 1$ мм. З рис. 2, а бачимо, що для дійсних частин даних мод виникає «anticrossing» мод (та «crossing» для уявних частин рис. 2, б), що свідчить про взаємодію HE_{11} та TM_0 мод [4]. На рис. 2, в (точка (с) на рис. 2, а побудована при $\Omega = 4,456 \cdot 10^{11}$ рад/с.

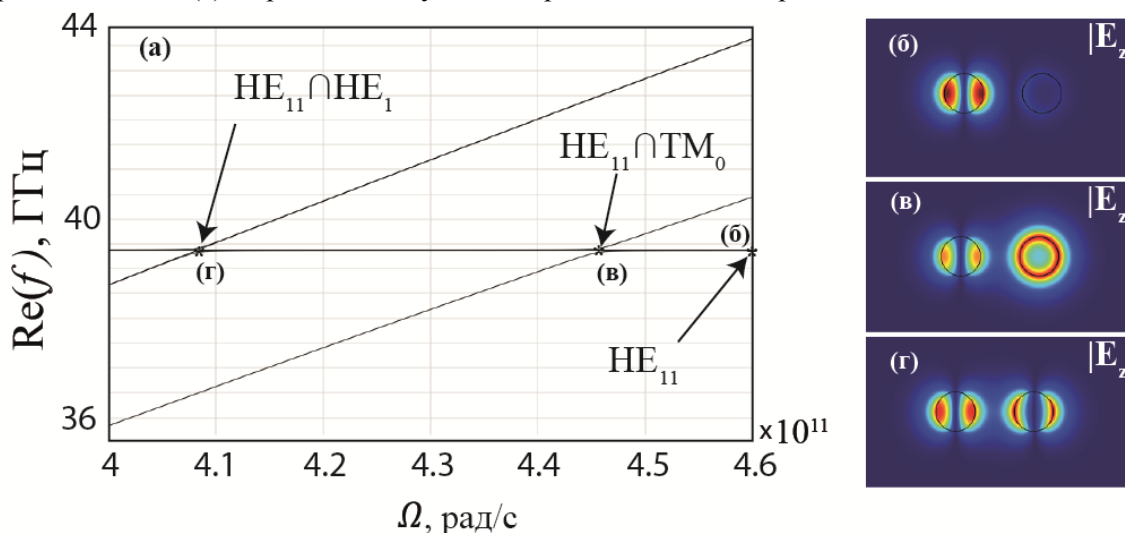


Рис. 2. Залежність дійсної частини власних значень частоти коливань від плазмової частоти: а – дійсна частина власних значень частоти коливань $f = \omega/2\pi$, пов'язаної системи діелектричного і плазмового хвилеводів залежно від плазмової частоти Ω . б, в та г – модулі поздовжньої компоненти електричного поля $|E_z|$, що відповідають точкам «*» на дисперсійних кривих (а).

На рис. 2 наведено результати розрахунку Р-зв'язку двох циліндричних хвилеводів у діелектричному середовищі. Відстань між хвилеводами $h = 4R$, параметри середовища та хвилеводів вказано вище.

Як впливає з рис. 2, змінюючи плазмову частоту Ω ми можемо досягти такого стану системи (див. точки в, г на рис. 2), коли електромагнітне поле розподілене у двох циліндрах одночасно, але має різну топологію поля. Таким чином, збуджуючи моду в діелектричному хвилеводі, можна також порушити моду в хвилеводі з плазмою.

Слід зазначити, що розрахунки проведені з урахуванням дисипативних втрат як в діелектричному, так і в плазмовому хвилеводах. При цьому втрати в діелектричному хвилеводі досить малі, а наявність втрат у плазмі призводитиме до її нагрівання.

Роблячи висновок відмічаємо, що розрахунки дають змогу класифікувати та локалізувати області взаємодії різних типів мод у системі зв'язаних діелектричного та плазмового хвилеводів. Розрахунки показують, що існують області так звані «anticrossing», де відбувається гібридизація мод хвилеводів і в таких випадках можна дистанційно збуджувати моди в плазмі, що призводить до її подальшого нагріву.

Таким чином, у роботі запропоновано дистанційний спосіб нагрівання плазми, що ґрунтується на використанні ефекту Р-симетрії зв'язаної системи діелектричного та плазмового хвилеводів. Цей спосіб нагрівання плазми може бути використаний при розв'язанні проблеми КТС і може бути трансформований на системи хвилеводів різної геометрії, що знаходяться в зовнішньому магнітному полі.

1. T.P. White et al. Journal of the Optical Society of America B 20(7) (2003) 1581.
2. E. Snitzer. Journal of the Optical Society of America 51(5) (1961) 491.
3. V. Granatstein, S. Schlessinger, A. Vigants. IEEE Transactions on Antennas and Propagation 11(4) (1963) 489.
4. L. Novotny. American Journal of Physics 78(11) (2010) 1199.

НЕСАМОСТІЙНИЙ ДУГОВИЙ РОЗРЯД У ЧИСТИХ ПАРАХ МОЛІБДЕНУ ТА В СУМІШАХ ПАРІВ МЕТАЛУ З ГАЗОМ

А. Г. Борисенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У даний час в ядерній енергетиці такі метали як цирконій, молібден, ніобій, титан, нікель, тантал, ванадій і мідь відносяться до групи матеріалів, які вважаються найбільш перспективними для вирішення проблем антикорозійного захисту уранових виробів у типових умовах їхньої експлуатації. З цією метою може бути доцільним використання як металевих покриттів з молібдену, так і покриттів з його сполук з різними газами [1]. Це робить актуальними дослідження характеристик несамостійного дугового розряду як у чистих парах молібдену, так і в парогазових робочих середовищах. Несамостійний дуговий розряд у парах дифузно випаровуваного аноду здатен генерувати високоіонізовані та безкрапельні потоки плазми парів конструкційних матеріалів ядерної енергетики [2 - 5].

Дуговий розряд у парогазовому середовищі утворювався тоді коли після запалювання розряду в газі в поперечних електричному та магнітному полях між розжареним катодом 1 та циліндром 4 прикладалася напруга і виникав струм між катодом 1 та охолоджуваним анодом 3 з розташованим безпосередньо на його верхній поверхні робочим матеріалом 2 (рис. 1). У даних дослідженнях це був молібден. Це призводило до розігріву робочого матеріалу 2 і до підвищення тиску його парів у проміжку між електродами 1 та 3. При незмінному тиску газу у вакуумній камері подальше підвищення напруги розряду між електродами 1 та 3 призводило до зростання розрядного струму і підвищення в розрядному проміжку тиску парів робочого матеріалу. Тобто, таким чином у розрядному проміжку між електродами 1 та 3 утворювалося робоче середовище, яке складалося з газу та парів молібдену. А сам розряд розвивався в комбінованому парогазовому робочому середовищі.

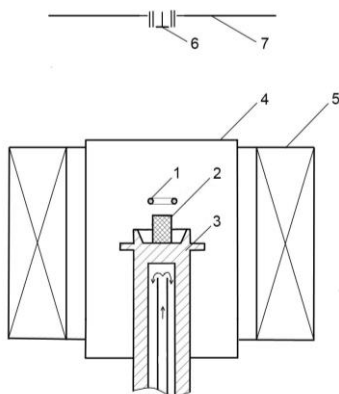


Рис. 1. Експериментальний пристрій:

1 – катод; 2 – робочий матеріал; 3 – анод; 4 – циліндричний електрод; 5 – котушка магнітного поля; 6 – електричний зонд; 7 – колектор іонів.

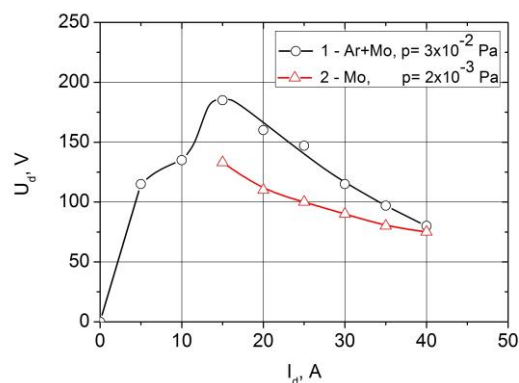


Рис. 2. Вольтамперна характеристика основного дугового розряду в парогазовому середовищі (1) та в чистих парах молібдену (2): $I_d = 2$ А.

На рис. 2 - 6 наведено основні характеристики несамостійного дугового розряду в парогазовому середовищі та в чистих парах молібдену. Слід відзначити, що зміна струму основного дугового розряду призводить до зміни складу робочого середовища розряду від чисто газового середовища, аргон, до парогазового середовища, коли плазма розряду формується в суміші аргону та парів молібдену. Відповідно змінюються і складові іонних компонент у плазмовому потоці. Наведені дані свідчать, що зі збільшенням розрядного струму напруга основного розряду та вкладена в цей розряд електрична потужність мають тенденцію наближення до значень відповідних величин у вакуумному дуговому розряді, тобто у розряді в чистих парах робочого матеріалу. На рис. 4 наведено значення величини напруги додаткового розряду, тобто розряду між електродами 1 та 4, в парогазовому середовищі при незмінному струмі додаткового розряду $I_d = 2$ А та різних струмах основного дугового розряду. Видно, що ця залежність не є однозначною.

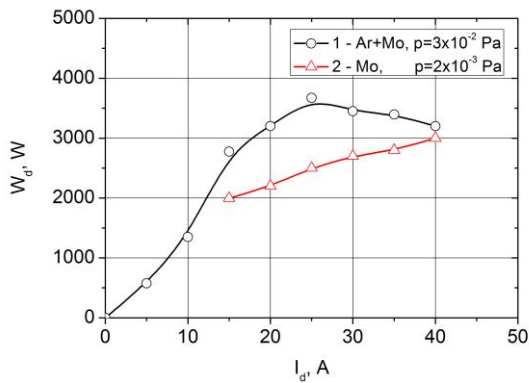


Рис. 3. Електрична потужність основного дугового розряду в парогазовому середовищі (1) та в чистих парах молибдену (2) : $I_4 = 2$ А.

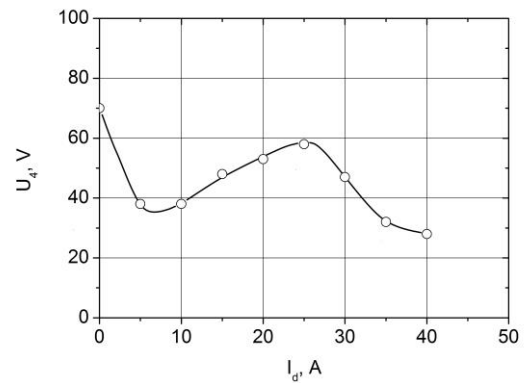


Рис. 4. Величина напруги додаткового розряду в парогазовому середовищі при різних струмах основного розряду: $Ag + Mo$, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Па, $I_4 = 2$ А.

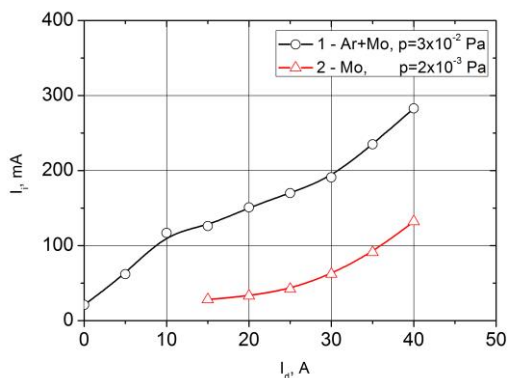


Рис. 5. Величина струму іонів на електрод 7 залежно від струму основного розряду в парогазовому середовищі (1) та в чистих парах молибдену (2): $I_4 = 2$ А.

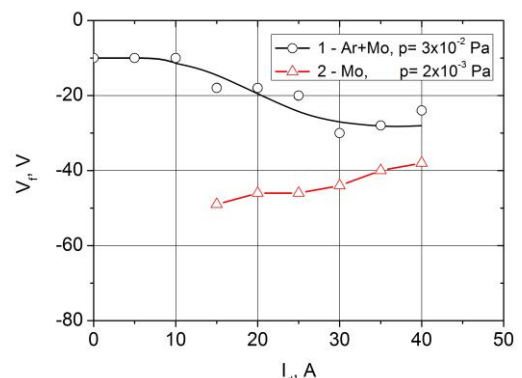


Рис. 6. Величина потенціалу ізолюваного електричного зонда при різних струмах основного розряду в парогазовому середовищі (1) та в чистих парах молибдену (2): $Ag + Mo$, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Па, $I_4 = 2$ А.

На рис. 5 можна виділити дві області зміни струму іонів на колектор 7. Перша, при струмах розряду до $I_d \leq 10$ А, коли іонний струм збільшується лінійно з підвищенням струму основного розряду. У даному діапазоні струмів є всі підстави вважати, що основною складовою робочого середовища є газова компонента. Друга область відноситься до діапазону струмів розряду $I_d = 15 - 40$ А. Крива 2 на рис. 5 відображає відповідну характеристику розряду в чистих парах молибдену. У даному діапазоні розрядних струмів зростання струмів іонів для обох кривих має явно нелінійний характер і найімовірніше може бути пов'язане саме з появою парів молибдену у складі робочого середовища та в подальшій зміні його частки.

1. I.I. Aksenov, V.A. Belous. East European Journal of Physics 1(4) (2014) 4.
2. A.G. Borisenko, V.A. Saenko, V.A. Rudnitsky. IEEE Trans. Plasma Science 27(4) (1999) 877.
3. A.G. Borisenko et al. Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics 4(122) (2019) 165.
4. A.G. Borisenko et al. Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics 6(118) (2018) 241.
5. A.G. Borisenko, Yu.S. Podzirei. Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics 1(95) (2015) 177.

ОСТРІВНА СТРУКТУРА ТОРОЇДАЛЬНОЇ БЕЗСИЛОВОЇ МАГНІТНОЇ КОНФІГУРАЦІЇ ПАРАМАГНІТНОГО ПІНЧА

А. А. Гурин, В. Я. Голобородько

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Сучасний стан досліджень пінчів з оберненим полем (RFP) і явно вираженим парамагнетизмом характеризується динамічною рівновагою, в якій на тлі безсилової магнітостатичної конфігурації спостерігається домінування гвинтової кінк-моди з полоїдальним і тороїдальним числами $m = 1, n > 1$ [1, 2]. Рівноважна конфігурація набуває вигляду звивистої острівної структури, що демонструє наявність розщеплення основного каналу струму. У роботі показана можливість існування острівної структури магнітного поля для парамагнітних пінчів типу кінк-моди $m = 1, n = 0$ ще у наближенні безсилового магнітостатичного закону осесиметричної магнітної конфігурації $\text{rot}\mathbf{V} = \lambda\mathbf{V}$ -моди.

Формулюється і чисельно розв'язується рівняння Греда - Шафранова з наближеними до реальних значень параметрів тороїдальності та парамагнетизму пінча. Реалізовано ітераційний алгоритм розрахунків двовимірного поля значень полоїдального магнітного потоку при фіксованому значенні на периферійній поверхні плазмового шнура. Обчислена картина магнітних поверхонь демонструє як наявність шафранівського зсуву магнітних поверхонь в основному об'ємі плазмового шнура, так і наявність магнітного острова на внутрішньому обводі тора, який містить струм, зворотний до струму основного каналу. Така конфігурація може бути цікавою для пояснення нез'ясованого досі механізму обернення периферійного тороїдального поля пінча з малим запасом стійкості та формування одномодового стану динамічної рівноваги внаслідок гвинтового збурення типу кінк-моди.

1. P. Martin et al Nucl. Fusion 43 (2003) 1855.
2. J.S. Sarff et. al. Nucl. Fusion 53 (2013) 104017.

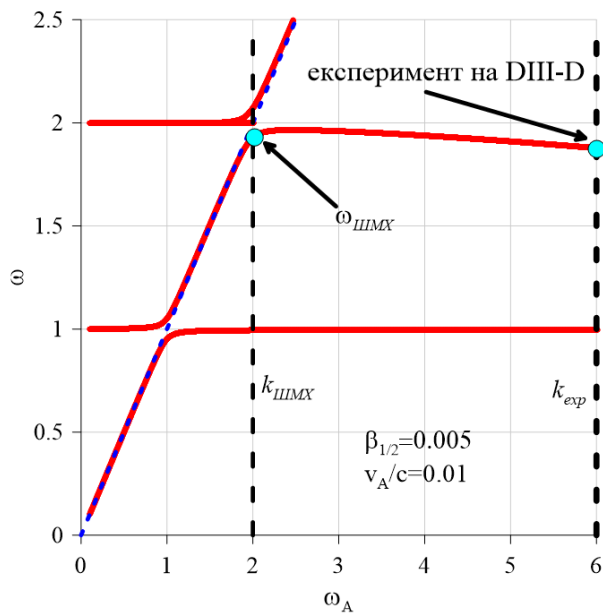
РІВНЯННЯ ДЛЯ МОД ЙОННОЇ ЦИКЛОТРОННОЇ ЕМІСІЇ

Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Надтеплова йонна циклотронна емісія (ЙЦЕ) – явище, що спостерігалось як у лабораторній, так і у космічній плазмі. Зокрема, ЙЦЕ спостерігалась у багатьох експериментах на токамаках. Відповідно, ці експерименти привертали значну увагу теоретиків. Домінує точка зору, що ЙЦЕ виникає внаслідок збудження швидких магнітозвукових хвиль (ШМХ), що здійснюється, як правило, енергійними йонами (йонами, що утворюються при інжекції пучків нейтральних атомів внаслідок термоядерної реакції та прискорення ВЧ-полями). Проте у нещодавніх експериментах з ЙЦЕ на токамаку ДПП-D виявилось, що хвильовий вектор (k) є завеликим для ШМХ [1]. А саме, застосування діагностики з оберненим доплерівським розсіюванням (Doppler backscattering, DBS) показало, що виміряне значення k є значно більшим, ніж те, яке має бути у ШМХ, $k_{шмх} = \omega / v_A$, де ω - частота хвилі і v_A - альфвенова швидкість [1]. Було зроблено висновок, що ЙЦЕ є проявом нестійкостей йонних циклотронних хвиль (ЙЦХ).

Коливання з $k \gg k_{шмх}$ та частотами, близькими до йонної циклотронної частоти та її гармонік ($l\omega_{Bi}$, $l = 1, 2, 3 \dots$), існують завдяки скінченному ларморовому радіусу йонів, ρ_i , а конкретно – параметра $k_{\perp}\rho_i \neq 0$, де k_{\perp} - хвильовий вектор поперек магнітного поля. Коли частота ШМХ є близькою до $l\omega_{Bi}$, $\omega \neq k v_A$, як показано на рисунку. Крім того, у плазмі з низьким тиском, циклотронні хвилі існують в електростатичному наближенні.



Частота ШМХ як функція $\omega_A = k v_A$, $\beta_{1/2} = 0,5 \beta_i$,
 β_i - відношення тиску йонів до тиску магнітного поля.

Метою цієї роботи є отримання та аналіз рівнянь, які в подальшому будуть застосовані для вивчення існування та радіальної структури йонних циклотронних мод, пов'язаних зі скінченним $k_{\perp}\rho_i$. У роботі отримано рівняння як для електромагнітних, так і електростатичних мод. Здійснено аналіз цих рівнянь та отримано перші результати зі структури мод ЙЦЕ. Відзначимо, що електростатичні циклотронні моди до цього часу не вивчалися, хоча вивченню циклотронних електростатичних хвиль у необмеженій плазмі присвячено багато робіт. Моди ШМХ вивчалися у випадку, коли вони є захоплені у потенціальну яму, що утворена завдяки неоднорідному радіальному розподілу густини плазми та радіальній залежності полоїдальної компоненти хвильового вектора. Винятком є робота [2], де показано, що моди ШМХ існують навіть в однорідній плазмі.

Подяка. Робота була частково підтримана в рамках проекту PL27/22 «Нерівноважні процеси в термоядерній плазмі» цільової комплексної програми наукових досліджень НАН України «Фізика плазми і плазмова електроніка: фундаментальні дослідження та застосування».

1. N.A. Crocker et al. Nucl. Fusion 62 (2022) 026023.
2. O.S. Burdo, Ya.I. Kolesnichenko. Physics Letters A 384 (2020) 126825.

ПЕРЕВІРКА ТЕОРЕТИЧНОГО ПЕРЕДБАЧЕННЯ ОБЕРТАННЯ ПЛАЗМИ ДЕСТАБІЛІЗОВАНИМИ ВЛАСНИМИ МОДАМИ В ТОКАМАКАХ

Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, Т. С. Руденко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Теорія передбачає можливість покращення параметрів плазми в токамаках завдяки передачі енергії та імпульсу поперек магнітного поля при збудженні власних коливань енергійними йонами [1 - 4]. Зокрема, покращення параметрів послабленням турбулентності плазми внаслідок обертання плазми, що виникає через передачу імпульсу від енергійних йонів до плазми при просторовому каналюванні (ПК) або при радіальному перерозподілі імпульсу плазми збудженою модою (Mode Induced Redistribution, MIR) [4]. З іншого боку, експерименти на токамаку JET під час першої дейтерій-тритієвої кампанії показали, що найбільша швидкість обертання плазми мала місце в D-T розряді з найкращими параметрами плазми (розряд #42847) та в деяких D-D розрядах (див. рис. 1 у [4]). Проте ясно, що для перевірки висновків теорії слід розширити експериментальну базу даних, передусім, з'ясувати, чи нещодавні експерименти на JET підтверджують названі результати теорії. Для цього потрібні експериментальні дані щодо збуджених мод, швидкості обертання плазми як функції радіусу магнітних поверхонь, часу утримання енергії та температури плазми. Декілька серій експериментів можуть бути цікавими для аналізу. Кожна з них мала свої власні цілі, а тому може забезпечити потрібну інформацію лише частково. Це означає, що детальний аналіз має бути виконаним, щоб відібрати розряди, що придатні для поставлених цілей. На наступній стадії, має бути виконано теоретичний опис та моделювання розрядів. Окремою є задача відділення впливу на обертання плазми збудженої моди та інжекції пучків нейтральних атомів.

У рамках даної роботи зроблено перші кроки в окреслених дослідженнях. А саме, проведено аналіз бази даних JET з метою виділення розрядів, де спостерігалось збудження нестійкості TAE мод (Toroidicity induced Alfvén Eigenmodes) та вивчалось обертання плазми.

Робота виконана в рамках пакету робіт JET-1 програми EUROfusion.

1. Ya.I. Kolesnichenko and JET contributors. Nucl. Fusion 58 (2018) 076012.
2. Ya.I. Kolesnichenko, A.V. Tykhuu, R.B. White. Nucl. Fusion 60 (2020) 112006.
3. Ya.I. Kolesnichenko. JET meeting, Culham, UK, 10 September 2020.
4. Ya.I. Kolesnichenko and JET contributors. In: 17th Tech. Meet. on Energetic Particles and Theory of Plasma Instabilities in Magnetic Confinement Fusion. Vienna, Austria, 6 - 10 Dec. 2021. Virtual Event.

МОДИ ІЗ ШВИДКОЮ ЗМІНОЮ ЧАСТОТИ В ГІБРИДНИХ РОЗРЯДАХ ТОКАМАКІВ

В. С. Марченко, С. М. Резник

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У так званих «гібридних» розрядах, які характеризуються пласким профілем фактора безпеки з величиною трохи більше 1 в центрі, в токамаках з високим вмістом енергійних іонів спостерігається цікава і ще непояснена активність, що характеризується короткими спалахами з різкою зміною частоти. А саме, спалахи моди зсуву з $m = n = 1$ і різким зменшенням частоти супроводжуються стрибками частоти розривної моди з $m = n + 1$ і n ш (тут m (n) – полоїдальне (тороїдальне) модальне число).

У даній роботі ці пов'язані явища віднесено до комбінації двох імпульсних тороїдальних моментів сили: (1) моменту сили віддачі, що діє на плазму в центрі під час спалаху зсувної моди і (2) електромагнітного моменту сили, що діє на розривний шар плазми в зовнішній області. Ми розвинули квазілінійну модель [1], в якій швидкі зміни тороїдального обертання плазми індуковані цими моментами сили якісно відтворюють динаміку, що спостерігалася в гібридних розрядах на низці токамаків [2 - 6].

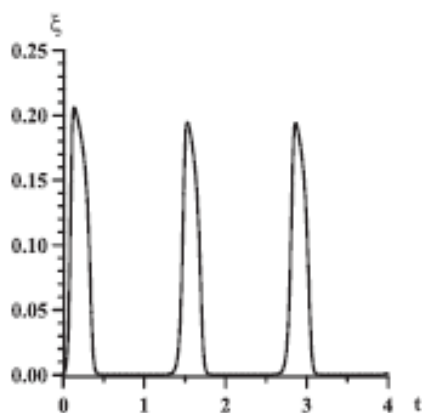


Рис. 1. Динаміка амплітуди радіального зміщення плазми у зсувній моді. Зміщення нормовано на радіус центральної області з пласким профілем фактора безпеки, час нормовано на $10^2/\omega$, де ω – частота моди в системі плазми.

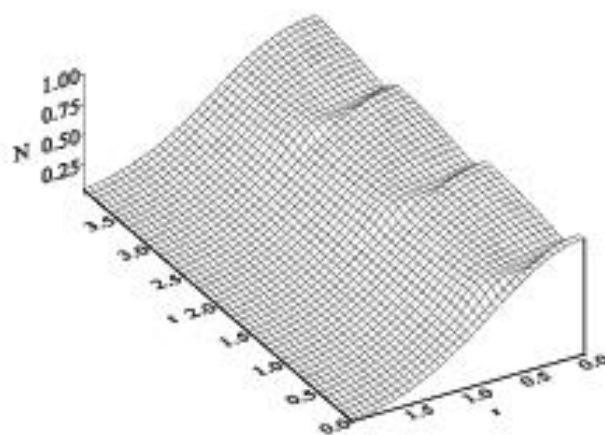


Рис. 2. Динаміка профілю концентрації швидких іонів, що збуджують зсувну моду показану на рис. 1. Концентрація нормована на максимум, радіус і час нормовано таким же чином, що і на рис. 1.

Через високу концентрацію швидких іонів у цих розрядах інкремент нестійкості зсувної моди, що збуджується швидкими іонами завдяки резонансу частоти тороїдальної прецесії цих іонів з частотою моди в системі плазми, значно перевищує декремент гамування моди тепловими частинками. У такому режимі квазілінійна дифузія призводить до зникнення градієнта концентрації швидких іонів навколо резонансу (рис. 2) і знищення таким чином джерела нестійкості. Якщо декремент гамування значно перевищує темп відновлення градієнта концентрації швидких іонів нейтральним пучком, мода згасає до нуля, поки нейтральний пучок не відновить градієнт концентрації навколо резонансу, що призводить до повторного спалаху (див. рис. 1).

Різке зменшення частоти зсувної моди в лабораторній системі, яке спостерігається в експериментах [2 - 5], викликано моментом сили віддачі, що діє на плазму під час спалаху нестійкості і є прямим наслідком дисбалансу потужності (P) у режимі зі спалахами: $T_\phi = (n/\omega)P$. Цей момент сили тимчасово змінює напрямок тороїдального обертання плазми (рис. 3) і через ефект Доплера призводить до різкого зменшення частоти моди в лабораторній системі під час спалаху (рис. 4 і 5). Крім того, цей момент сили тимчасово руйнує компаунд між зсувною модою $m = n > 1$, яка локалізована в тій же області, що і мода $m = n = 1$, і розривною модою, яка локалізована у зовнішній області, що призводить до стрибка частоти розривної моди в лабораторній системі через електромагнітний момент сили, який діє на плазму в результаті руйнування компаунду (рис. 6). Цей стрибок частоти також викликаний ефектом Доплера.

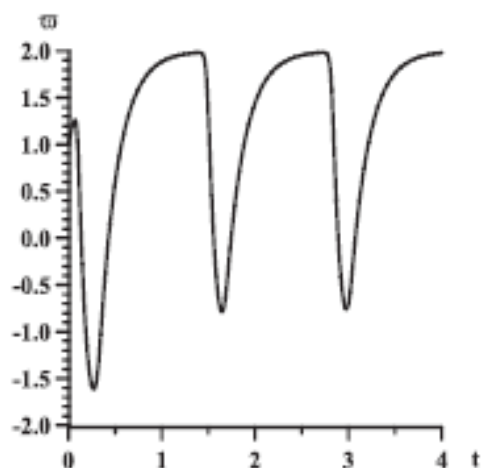


Рис. 3. Динаміка тороїдального обертання плазми в центрі під час спалахів, показаних на рис. 1. Кутова частота обертання плазми нормована на частоту моди в системі плазми, ω .

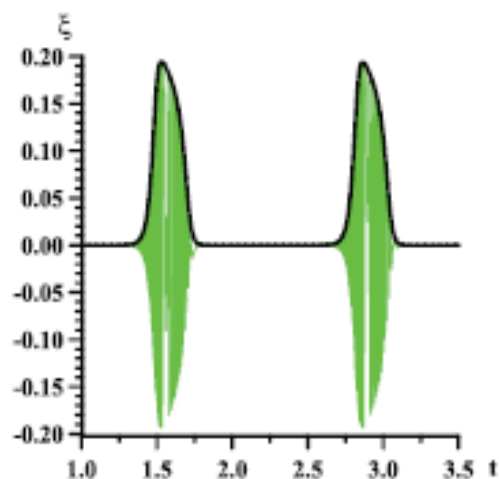


Рис. 4. Динаміка радіального зміщення зсувної моди в лабораторній системі (показано зеленим), а також його амплітуди (чорна жирна лінія показана на рис. 1).

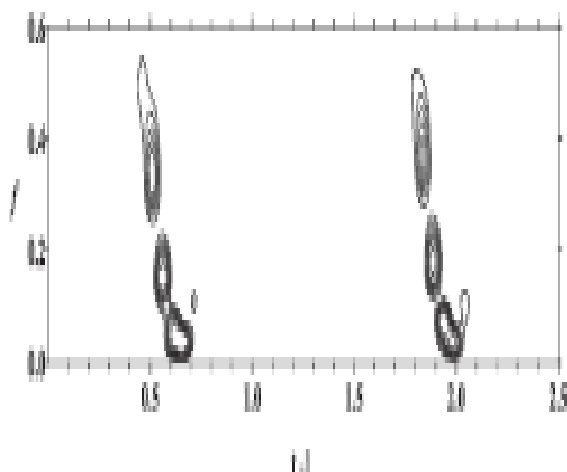


Рис. 5. Синтетична спектрограма сигналу, показаного на рис. 4 (тобто контури потужності сигналу на площині частота – час). Час зсунуто на 1 відносно рис. 4.

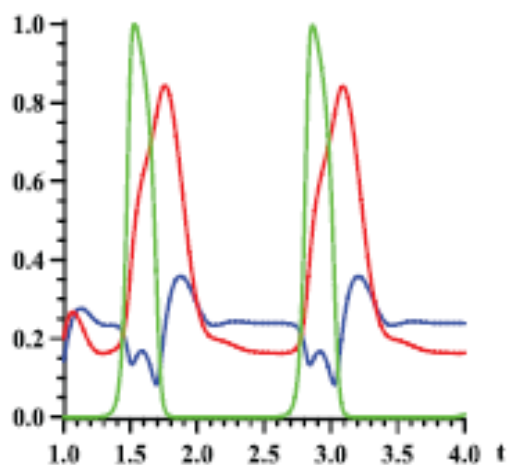


Рис. 6. Динаміка амплітуди зсувної моди (зелена лінія), амплітуди розривної моди (блакитна лінія) і частоти розривної моди в лабораторній системі (червона лінія).

1. V.S. Marchenko, S.N. Reznik. Phys. Plasmas 28 (2021) 072503.
2. S. Sesnic et al. Phys. Plasmas 7 (2000) 935.
3. D. Liu et al. Nucl. Fusion 60 (2020) 112009.
4. E.D. Fredrickson. Phys. Plasmas 9 (2002) 548.
5. E. Li et al. Plasma Phys. Controlled Fusion 58 (2016) 045012.
6. W. Chen et al. Nucl. Fusion 59 (2019) 096037.

ПРО ТРАНСПОРТНІ ВЛАСТИВОСТІ БАГАТОКОМПОНЕНТНОЇ НЕІДЕАЛЬНОЇ ПЛАЗМИ З КЛАСТЕРАМИ

П. В. Порицький, Л. М. Свята

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Низькотемпературна плазма, що використовується в плазмових пристроях та установках часто є багатокомпонентним середовищем у першу чергу внаслідок взаємодії плазми з поверхнею та випаровування матеріалу електродів. У такій плазмі можуть бути наявними як великі молекули так і кластери завдяки як процесам дисоціації, так і асоціації частинок. У багатокомпонентній плазмі міжчастинкова взаємодія та взаємний вплив багатьох чинників призводять до дуже складного перебігу та картини транспортних процесів. Наявність у плазмі великих частинок та великих молекул та кластерів, ще значніше ускладнює наявну картину процесів, що має місце. Проте методи кінетичної теорії [1 - 4] не мають обмежень щодо розмірів частинок, і тому, вони можуть бути застосовані з певними уточненнями до складних плазмових середовищ.

Великі молекули та кластери можуть бути присутні в плазмі внаслідок процесів дисоціації та асоціації частинок. Для тугоплавких металів явище утворення кластерів досить поширене. Так для вольфраму кластеризація в плазмі розрядів має місце шляхом асоціації атомів та кластерів менших розмірів

$$W_{n+1} = W_n + W.$$

Для інших металів (міді, титану, заліза тощо) може мати місце утворення сполук із частинками газорозрядного середовища, що спричиняє появу великих молекул у плазмі.

Для розрахунку складу та властивостей багатокомпонентного плазмового середовища вибираємо припущення про наявність локальної термодинамічної рівноваги. Відтак склад плазми можна вирахувати виходячи із системи рівнянь Сага. Наступним кроком є розрахунок властивостей плазми на основі кінетичного підходу, зазначеного вище. Для перерізів розсіяння вибираємо наявні табличні дані, а за відсутності їх використовуємо модель перерізу твердої кульки. За такого підходу великі молекули та кластери розглядаються як різновид частинок у плазмі і можна використати наявні методи та алгоритми розрахунку властивостей плазми на основі кінетичної теорії.

У такий спосіб можна розраховувати властивості багатокомпонентної плазми з великими молекулами та кластерами будь-якої кількості та сортів частинок.

Проведено розрахунок властивостей багатокомпонентної плазми із вмістом вольфраму та міді у водному середовищі (рис. 1 і 2). Для плазмового середовища із вмістом вольфраму характерно утворення складного ланцюжка із різноманітних кластерів. З іншого боку для середовищ із вмістом міді притаманно утворення сполук у вигляді великих молекул. Зазначені типи середовищ є дуже різні за своєю хімічною природою, проте вибраний підхід розрахунку властивостей однаково дає змогу виконати розрахунок властивостей плазми.

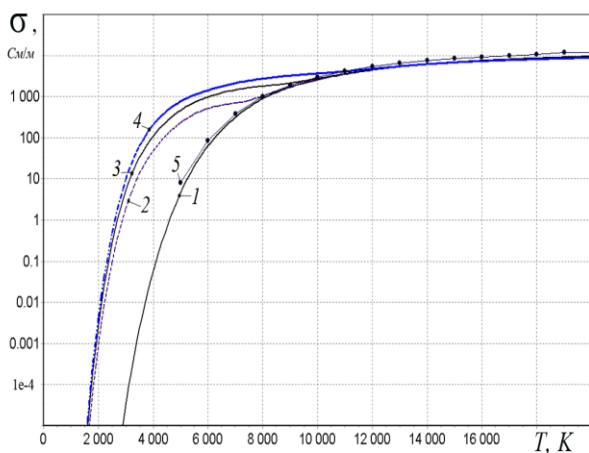


Рис. 1. Електропровідність суміші аргону та вольфраму. Тиск $p = 1$ bar. 1 – Ar, 2 – Ar-W (99.9:0.1), 3 – Ar-W (95:5), 4 – Ar-W (90:10), 5 – Ar (із [5]).

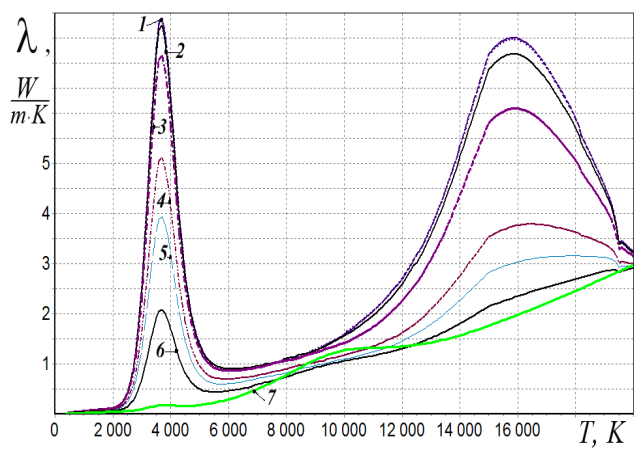


Рис. 2. Теплопровідність плазмової суміші водяної пари та міді (тиск $p = 1$ bar). 1 – чиста вода, 2 – $\text{H}_2\text{O-Cu}$ (99.9:0.1), 3 – $\text{H}_2\text{O-Cu}$ (99.7:0.3), 4 – $\text{H}_2\text{O-Cu}$ (99:1), 5 – $\text{H}_2\text{O-Cu}$ (95:5), 6 – $\text{H}_2\text{O-Cu}$ (70:30), 7 – $\text{H}_2\text{O-Cu}$ (10:90).

Як можна бачити на рис. 1 і 2, властивості багатокомпонентного плазмового середовища із великими частинками та кластерами мають яскраво виражений немонотонний характер. Це викликається як багатокомпонентністю середовища, так і впливом ефектів неідеальності внаслідок високої щільності середовища. Поява металевих домішок, як правило, призводить до підвищення провідності та густини енергії у плазмі, але можлива ситуація, коли, навпаки, металеві домішки знижують провідність плазми. Слід звернути увагу на те, що температурні залежності мають характерні максимуми, зумовлені процесами дисоціації та іонізації (у випадку атомарного газу перший «дисоціативний» максимум відсутній). Звернемо також увагу на той факт, що для випадку водяної пари «дисоціативний» максимум має вигляд одного піка, хоча дисоціація молекули води відбувається декількома шляхами. Така картина процесу характерна загалом для двоатомного газу, зокрема, водню. Враховуючи те, що для водяної пари абсолютна величина вказаних максимумів визначається в основному рухомістю атомів та іонів водню, як найлегших атомних частинок у суміші, можна зробити висновок про подібність властивостей термічної плазми водню та водяної пари. Як наслідок, слід також очікувати подібність властивостей розрядів у зазначених середовищах.

Таким чином, показано, що властивості багатокомпонентного плазмового середовища із великими частинками та кластерами мають яскраво виражений немонотонний характер. Це викликається як багатокомпонентністю середовища, так і впливом ефектів неідеальності внаслідок високої щільності середовища. Поява металевих домішок, як правило, призводить до підвищення провідності та густини енергії у плазмі, але можлива ситуація, коли навпаки металеві домішки знижують провідність плазми. Дисоціація молекул та асоціація кластерів відбувається декількома шляхами.

Вибраний підхід до розрахунку властивостей плазми дає змогу отримати властивості плазми для різноманітних багатокомпонентних середовищ як із наявністю складного ланцюжка із різноманітних кластерів, так і з великими молекулами, що з'являються внаслідок утворення хімічних сполук.

1. H. Grad. *Comm. Pure and Appl. Math.* 2 (1949) 331.
2. V.M. Zhdanov. *Transport Processes in Multicomponent Plasma* (NY: Taylor&Francis, 2002) 312 p.
3. S. Chapman, T.G. Cowling. *The Mathematical Theory of Nonuniform Gases*. 3rd ed. (Cambridge: Cambridge University Press, 1970) 516 p.
4. J.H. Ferziger, H.G. Kaper. *Mathematical Theory of Transport Processes in Gases* (North-Holland, Amsterdam, 1972) 614 p.
5. R.S. Devoto. *Phys. Fluids* 16 (1973) 2105.

ПРО ПОЗДОВЖНІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ХВИЛІ ПОБЛИЗУ ЗАРЯДІВ, ЩО ЇХ ПОРОДЖУЮТЬ

В. М. Симулик

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

Поздовжні електромагнітні хвилі проявляються при спеціальних умовах в обмеженому класі середовищ, зокрема у плазмі, що давно вже розглядається не лише у спеціальних статтях, але й у відомих монографіях [1, 2].

З часів старту ужгородських учених у цих дослідженнях [3, 4], які були замовлені Н. П. Хворостенко [5, 6], інтерес до даної проблематики надзвичайно виріс, див., зокрема, нашу сучасну публікацію [7] і посилання у ній. Сьогодні вже немає необхідності обов'язково пропонувати експерименти, адже велика і цілком достатня кількість дослідів та теоретичних досліджень вже опублікована (див. наприклад, [8 - 27]) і чекає на додаткові пояснення та теоретичні моделі.

Хвилеводи. Електромагнітне поле у хвилеводах не є чисто поперечним. Саме на основі хвилеводів запатентований «Пристрій для випромінювання поздовжньо-скалярних електромагнітних хвиль RU 2287212 C1» [8]. Відмічаємо наявність поздовжньої компоненти також і у вектора магнітного поля. Разом з переважною кількістю сучасних дослідників ми *виділяємо твердження про поздовжню компоненту лише у вектора електричного поля (і для супутньої скалярної хвилі)*. Наприклад, автори [9] доводять наявність сильного поздовжнього електричного поля у кремнієвих нанодротяних хвилеводах шляхом чисельних розрахунків.

Антен. У [10] описано експериментальну реєстрацію кульовою антеною скалярної хвилі потенціалу, разом із поздовжньою електричною хвилею, у напрямку розповсюдження. Тим не менше, автори [11 - 13] висловлюють сумніви щодо цього результату як з теоретичної [11, 12], так і з експериментальної точки зору [13]. Авторам [13] не вдалося повторити результат [10], а у роботі [12] доведено, що експериментатори [10] реєстрували класичні ТЕМ хвилі, випромінені струмами, що текли по Землі, і були спричинені кульовою антеною, що використовувалась у досліді. У теоретичній роботі [14] досліджено випромінювання електромагнітних полів густиною електричного заряду, що розподілена рівномірно на поверхні провідної сфери. Результуюче електромагнітне поле має як поперечні, так і поздовжні компоненти. Ротор магнітного поля дає лише поперечні компоненти електричного поля, які залежать від $1/r$. Поздовжнє електричне поле залежить просторово від $1/r$ і не взаємодіє з поперечним магнітним полем, оскільки воно не має ротора.

Плазма. Твердження про поздовжні електромагнітні хвилі у плазмі відомі з часів робіт [15, 16], див. також огляди у [1, 2].

Плазмони. Автори теоретичної роботи [17] вивчали задачу про плазмони у вакуумі квантової електродинаміки (КЕД). Показано, що бозонізована версія (1+1)-вимірної КЕД допускає існування класичних стійких, періодичних у часі розв'язків, тобто стоячих хвиль поздовжнього електричного поля і густини поляризації вакууму.

Кристали. У роботі [18] розглянуто електромагнітні хвилі у кристалі, у якому виникають екситони. У такому кристалі чітко продемонстровано існування поздовжніх електричних хвиль. Нещодавно у [19] досліджено властивості електромагнітних осциляцій у металах та на їхній поверхні.

Лазерні пучки, що перетинаються. Генерація радіально поляризованих променів на основі інтерферометрії спостерігалась у [20]. Досліджено, що, будучи сфокусованим, радіально поляризований промінь має чисто поздовжнє поле, корисне для прискорення частинок і цілком можливо, що має інші унікальні застосування. Продемонстровано дві різні методики, що базуються на інтерферометрії, перетворення лінійно поляризованого світла в радіальну поляризацію. У роботі [21] вивчалось чітке фокусування для радіально поляризованого променя світла. Показано, що радіально поляризоване поле може бути сфокусовано до розміру плями, значно меншої, ніж для лінійної поляризації. При сильному фокусуванні радіально поляризоване поле призводить до поздовжньої компоненти електричного поля у фокусі, який є чітким і відцентрованим на оптичній осі. Нещодавно в [22] було представлено простий експериментальний метод генерації інтенсивного поздовжнього електричного поля з поперечних електромагнітних хвиль (лазерних імпульсів), що мають радіально-симетричну поляризацію. Генероване лазером поздовжнє електричне поле спостерігалось у двох вимірюваннях і відрізнялося від поперечної складової за допомогою методу оптичного ефекту Керра. Експериментальні та теоретичні дослідження в роботі [23] доводять, що поздовжня компонента поля має максимальну амплітуду, коли «звичайна» компонента поля дорівнює нулю. Застосовувався потужний промисловий CO₂ лазер.

У [24] розраховано поля та характеристики поширення у вакуумі надкороткого щільно сфокусованого радіально поляризованого лазерного імпульсу. У [25] за допомогою методу векторної дифракції показано, що для поздовжнього поля максимум у $2,2 \cdot 10^{13}$ В/см досягається на основі радіально поляризованого 11,2-фс, 11,2-Дж рівномірного у профілі лазерного імпульсу.

У роботі [26] наведено формули для поля в зіниці лінзи, для якого поздовжня електрична складова в точці фокусу більша, ніж будь-яке інше сфокусоване поле з такою ж потужністю.

Нещодавно, у теоретичній роботі [27] досліджено дисперсійні властивості метаматеріалу, що складається з двох тривимірних кубічних решіток з'єднаних металевих дротів, вставлених одна в іншу, також відомого як переплетене дротяне середовище. Чисельними та аналітичними розрахунками показано, що такий метаматеріал підтримує поздовжні електричні хвилі в надзвичайно широкому діапазоні частот. Довжини хвиль безпрецедентно короткі, такі, що їх можна порівняти з періодом метаматеріалу.

Формалізм. Відповідні формули, викладки та доведення представлено у [7], див. також [28] відносно дещо узагальнених рівнянь Максвелла.

Короткі висновки. Особливо важливим результатом наших теоретичних досліджень [4, 7] є отримання поздовжніх електричної і скалярної хвиль у якості безпосереднього розв'язку стандартної системи рівнянь Максвелла з густинами струмів і зарядів градієнтного типу. Доведено, що поздовжні електрична і скалярна хвилі існують в околі струмів і зарядів, які їх породжують. Узагальнень рівнянь Максвелла стандартної класичної електродинаміки при цьому не потребуємо.

Як бачимо, наш давно відомий ще з часів [4] результат про існування поздовжньої електричної хвилі поблизу струмів і зарядів, що її породжують, сьогодні підтверджується також і цілим рядом інших дослідників. Найбільш перспективним середовищем для прояву внеску таких хвиль є щільна плазма термоядерного синтезу.

1. *Електродинаміка плазми.* А.И. Ахиезер (ред.) (Москва: Наука, 1974) 720 с.
2. В.Л. Гинзбург, А.А. Рухадзе. *Волны в магнитоактивной плазме* (Москва: Наука, 1975) 256 с.
3. В.М. Симулик. ТМФ 87(1) (1991) 76.
4. I.Yu. Krivsky, V.M. Simulik. *Uzhg. Univ. Sci. Herald: Ser. Phys.* 2 (1998) 121.
5. Н.П. Хворостенко. НИР «Эфир», М.: ВНИИЦ № ГР 01910008626 (1990).
6. Н.П. Хворостенко. *Изв. ВУЗов: Сер. Физ.* 3 (1992) 24.
7. V.M. Simulik. *Longitudinal electromagnetic waves in the framework of standard classical electrodynamics.* arXiv: 1606.01738v2, [physics. class-ph] (2020).
8. Ю.Н. Кузнецов. Патент Российской Федерации. RU 2287212 C1 (2006).
9. J.B. Driscoll et al. *Optics Express* 17(4) (2009) 2797.
10. C. Monstein, J.P. Wesley. *Europhys. Lett.* 59(4) (2002) 514.
11. R. Bray, M.C. Britton. *Europhys. Lett.* 66(1) (2004) 153.
12. K. Rebilas, *Europhys. Lett.* 83(6) (2008) 60007.
13. E.J. Butterworth et al. *J. Sci. Explor.* 27(1) (2013) 13.
14. Y.Z. Umul. *Optik* 166 (2018) 236.
15. L.M. Kovrizhnykh, V.N. Tsytovich. *Sov. Phys. JETP* 19(6) (1964) 1494.
16. L.S. Bogdankevich, A.A. Rukhadze. *Sov. Phys. JETP.* 35(1) (1972) 126.
17. E.Yu. Petrov, A.V. Kudrin. *Phys. Rev. A* 94(3) (2016) 032107.
18. S.I. Pekar. *Sov. Phys. JETP.* 6(4) (1958) 785.
19. V.V. Datsyuk, O.R. Pavlyniuk. *Nano. Res. Lett.* 12(1) (2017) 473.
20. S.C. Tidwell, D.H. Ford, W.D. Kimura. *Appl. Opt.* 29(15) (1990) 2234.
21. R. Dorn, S. Quabis, G. Leuchs. *Phys. Rev. Lett.* 91(23) (2003) 233901.
22. G. Miyaji et al. *Appl. Phys. Lett.* 84(19) (2004) 3855.
23. V.G. Niziev, V.P. Yakunin, N.G. Turkin. *Quantum Electronics* 39(6) (2009) 505.
24. Y.I. Salamin. *Phys. Rev. A* 92(5) (2015) 053836.
25. T.M. Jeong et al. *Optics Express* 26(25) (2018) 33091.
26. H.P. Urbach, S.F. Pereira. *Phys. Rev. Lett.* 100(12) (2008) 123904.
27. D. Sakhno, E. Koreshin, P.A. Belov. *Phys. Rev. B* 104(10) (2021) L100304.
28. V. Simulik. *Relativistic Quantum Mechanics and Field Theory of Arbitrary Spin* (New York: Nova Science, 2020) 343 p.

ПРОГРЕС У ТЕОРІЇ СТОХАСТИЧНОЇ ДИФУЗІЇ У КВАЗІ-ІЗОДИНАМІЧНИХ СТЕЛАРАТОРАХ

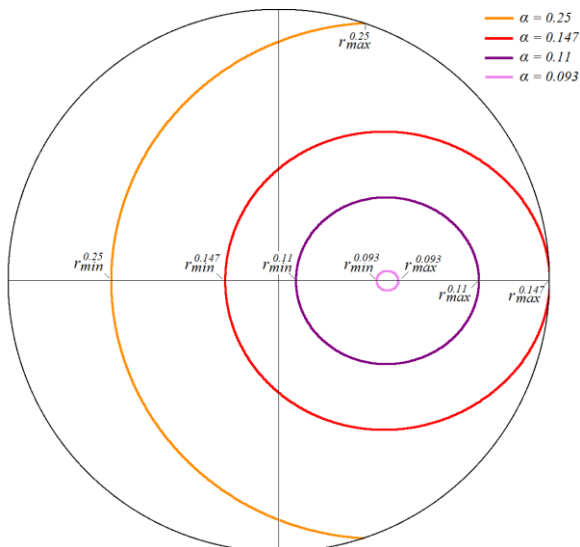
А. В. Тихий, Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Від винайдення концепції стеларатора, для вирішення проблеми утримання швидких йонів було запропоновано низку схем оптимізації [1]. Зокрема у реакторах лінії Helias та стелараторі Wendelstein 7-X використано квазі-ізодинамічний підхід. При цьому утримання швидких йонів досягається при достатньо високому тискові плазми, коли усереднений діаманітний дрейф компенсує радіальний магнітний дрейф швидких йонів. Проте числове моделювання одразу показало, що навіть у оптимізованому квазі-ізодинамічному стелараторі значна частка швидких йонів втрачається за часи, істотно більші за дрейфовий, але значно менші за час гальмування (т.зв. затримані втрати), що приводить до погіршення характеристик реактора та навантаження на його першу стінку. У роботах [2, 3] було запропоновано пояснення затриманих втрат частинок: втрати відбуваються внаслідок беззіткненневої стохастичної дифузії при перетвореннях орбіт захоплених частинок між локально захопленим (у локальних магнітних ямах) та локально пролітним станами, та розроблена теорія цього явища.

Ця робота продовжує дослідження, що доповідалися на конференції ІЯД минулого року. Виконане у попередній роботі числове моделювання руху перехідних частинок у квазі-ізодинамічному стелараторі за допомогою коду ORBIS [4] підтвердило передбачення розвиненої у роботах [2, 3] теорії і показало, що вони зазнають стохастичної дифузії. Траєкторії α -частинок з енергією 3,5 MeV у реакторі Helias [5] відстежувалися від народження до втрати або до перевищення заданого часу.

У цій роботі моделювання було продовжено. Результатами моделювання підтверджено теоретичне передбачення виняткової ролі сепаратриси між локально пролітними та локально захопленими станами перехідних частинок. Установлено той факт, що тип сепаратриси (замкнена всередині плазми чи ні) визначає, втратиться частинка чи ні. Цей факт прямо свідчить про те, що затримані втрати швидких йонів у квазі-ізодинамічних стелараторах є наслідком їх транспорту беззіткненневою стохастичною дифузією, і підтверджує зроблені раніше передбачення [6, 7], що замикання сепаратриси всередині плазми зменшує втрати швидких йонів і звужує область стохастичної дифузії.



Сепаратриси у проміжному реакторі Helias [5] для різних значень пітч-кутового параметра α . Відзначені мінімальний та максимальний радіуси.

Для цього слід контролювати параметри сепаратриси: зменшення її максимального радіусу призводить до замкнення її всередині плазми, запобігаючи втратам. При цьому автоматично зменшується і частка перехідних йонів: коли між зовнішнім краєм сепаратриси та краєм плазми

Також у цій роботі виведено співвідношення, що описують властивості сепаратриси та їхню залежність від фур'є-гармонік магнітного поля та радіального електричного поля. Ці співвідношення показали, а числове моделювання підтвердило, що і мінімальний радіус сепаратриси, і її розмір можуть змінюватися у широких межах (рисунок). Ці співвідношення також дали змогу оцінити кількість α -частинок із замкненою сепаратрисою відносно загальної кількості перехідних частинок у тому самому реакторі Helias, що розглядався у роботі [5]. Знайдено, що ця частка є дуже значною, наприклад для частинок, що народжуються на 40 % радіуса плазми, вона становить близько 1/2.

Ці результати можуть використовуватися для подальшої оптимізації стелараторів типу Wendelstein у напрямку зниження затриманих втрат

з'являється проміжок, орбіти деяких локалізованих (локально захоплених, але не перехідних) йонів проходять через нього без перетворення типу орбіти. У роботі визначено прості ключові параметри, що визначають максимальний радіус сепаратриси.

1. P. Helanderю Rep. Prog. Phys. 77 (2014) 087001.
2. C.D. Beidler et al. Phys. Plasmas 8 (2001) 2731.
3. A.V. Tykhyy. Ukr. J. Phys. 63 (2018) 495.
4. Ya.I. Kolesnichenko et al. Phys. Plasmas 13 (2006) 072504.
5. F. Warmer et al. Plasma Phys. Control. Fusion 58 (2016) 074006.
6. A.V. Tykhyy et al. Plasma Phys. Control. Fusion 49 (2007) 703.
7. A.V. Tykhyy, Ya.I. Kolesnichenko. Plasma Phys. Control. Fusion 63 (2021) 075019.

КІНЕТИКА УТВОРЕННЯ NO_x У ПЛАЗМІ ХІМІЧНО ЧИСТОГО ПОТОКУ ПОВІТРЯ

В. Я. Черняк¹, А. Є. Зінченко^{1,2}, О. М. Цимбалюк¹, І. Б. Матвєєв², В. В. Юхименко¹

¹Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

²Корпорація «Прикладні плазмові технології», Спрінгфілд, Вірджинія, США

Актуальним завданням сучасної плазмохімії є розробка високоефективної технології генерації великої концентрації оксидів азоту в хімічно чистому потужному потоці повітря [1]. Це вказує на можливість використання не тільки дугових плазмотронів в якості потужних генераторів плазми, але й ряду відомих методів загартування NO_x – загартування на холодній поверхні, затоплення холодним потоком інертного газу та аерозолі і загартування у зваженому шарі [2].

Перспективним генератором плазми при вирішенні цієї проблеми є високочастотний індукційний розряд (ВЧІ розряд) за тиску не нижче атмосферного. Дані дослідження присвячені саме вивченню кінетики процесів як у плазмі потужного ВЧІ розряду (30 -50 кВт) установки АТР-100[1, 2], так і в плазмовому факелі цього розряду атмосферного тиску за різних швидкостей зниження температури (10⁴ - 10⁸ К/с) в загартувальній секції [1].

При вивченні кінетики формування оксидів азоту у ВЧІ плазмотроні та гартувальній зоні системи використовували програмне забезпечення Zero-Dimensional Plasma Kinetics solver (ZDPlasKin) [3]. Даний код розроблявся для кінетичних розрахунків квазірівноважної плазми: до якої функція розподілу електронів за енергією (ФРЕЕ) не Максвеллівська, кінетика хімічних процесів квазірівноважна – константи швидкості процесу є функціями тільки кінетичної температури важких частинок. Для обчислення швидкостей електронно молекулярних процесів та ФРЕЕ програмний пакет ZDPlasKin використовує зовнішній модуль Electron Boltzmann equation (BOLSIG+). Цей модуль використовується для вирішення рівняння Больцмана у слабоіонізованих газах в однорідних полях. Такі умови характерні для більшості типів електричних розрядів, що використовуються при конверсії вуглеводнів, плазмомедицині тощо. За таких умов ФРЕЕ не Максвеллівська і визначається енергетичним балансом між енергією, отриманою електронами від електричного поля E та втратами енергії при зіткненні з нейтральними частинками газу. Саме тому обов'язковим вхідним параметром є приведене електричне поле E/N , де N – концентрація нейтральних частинок плазми.

Вимірювання або розрахунок електричного поля в плазмі потужного ВЧІ розряду є окремими складними задачами, які на сьогодні ще не мають розв'язку. Тому при моделюванні кінетики утворення оксидів азоту у плазмі ВЧІ плазмотрону і гартувальній зоні системи було вперше використано інший підхід застосування коду ZDPlasKin для обрахунку кінетики електронно молекулярних процесів, фізичною основою якого є припущення про рівноважність плазми потужного ВЧІ розряду атмосферного тиску. Виходячи з цього, в якості ФРЕЕ був взятий розподіл Максвелла $f(E)$. Відповідно для кожного електронно молекулярного процесу з 123 процесів була використана така апроксимація по визначенню константи швидкості процесу $k = \int \sigma(E)v_e(E)f(E)dE$.

Наступним етапом було створення моделі системи з градієнтами температури як за часом, так і за координатами, оскільки ZDPlasKin такої можливості не має.

Для відстеження еволюції концентрації компонентів у часі використовувалися такі припущення:

- відсутність турбулентних завихрень, що призводять до руху газу у зворотний бік (до вхідної секції плазмотрона);
- швидкість газу вздовж осі плазмотрону перевищує швидкість газу у радіальному напрямку.

Такі припущення дають змогу застосовувати закон неперервності потоку газу. За відомими геометричними розмірами реакційної камери, початкової швидкості потоку газу та просторового розподілу температури можна визначити поздовжню швидкість потоку на кожному з радіусів усередині реакційної камери – плазмотрону. А за швидкістю потоку в кожній точці можна побудувати залежність температури від часу для відповідної циліндричної поверхні.

Необхідний для симуляції просторовий профіль розподілу температури в реакційній камері було взято з моделі плазмотрона, описаної в роботі Дресвіна та Іванова [4]. Вихідний хімічний склад плазмотворюючого повітря за об'ємними частками: був такий: N₂ – 79 %, O₂ – 21 %, H₂O – 0 %, CO₂ – 0 %. Початкова температура – 300 К при атмосферному тиску повітря.

З урахуванням наведених припущень було створено базу констант швидкостей електронно-молекулярних реакцій при Максвеллівській ФРЕЕ в плазмі суміші N₂/O₂. Ця база констант швидкостей електронно-молекулярних реакцій разом з базою даних КНУ щодо всіх відомих констант швидкостей плазмохімічних процесів за участі важких частинок у плазмі суміші N₂/O₂ (670 процесів) у

подальшому і використовувалася кодом ZDPlasKin при вивченні кінетики утворення оксидів азоту у ВЧІ плазмотроні та гартувальній зоні експериментальної системи.

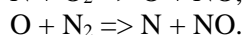
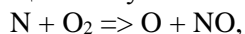
Числове моделювання кінетики процесів у плазмі ВЧІ розряду виявило, що існує оптимальне значення температури під час роботи плазмотрона, перевищення якого веде до зниження концентрації цільового продукту – NO.

Процес появи оксиду азоту NO супроводжується його швидким зростанням на короткому проміжку дистанції вздовж плазмотрону, початковим швидким зростанням концентрації атомарного кисню та подальшим збереженням досягнутого рівня концентрації. Значно менша, відносно кисню, швидкість зростання концентрації атомарного азоту також супроводжує процес утворення NO, а максимальна концентрація N досягає моменту зниження концентрації оксиду азоту майже до мінімального значення.

Найбільш сприятливі умови синтезу NO реалізуються в пристінковій частині плазмового потоку.

Врахування залежності констант швидкостей хімічних процесів як від температури, так і від їхньої внутрішньої енергії – енергії коливального збудження, суттєво впливає на результати моделювання кінетики в повітряній плазмі ВЧІ розряду і зменшує розбіжності між експериментальними та розрахунковими даними.

Процес утворення оксиду азоту в плазмі ВЧІ розряду має багатоетапний характер. Спочатку йдеться про напруцювання атомів азоту і кисню. Наступним етапом виконується генерація оксиду азоту у процесах за участі O і N, найшвидшими з яких є:



З метою визначення оптимальних умов збереження концентрації оксидів азоту при загартуванні в плазмовій системі синтезу NO з ВЧІ розрядом було досліджено вплив швидкого охолодження на вміст NO в плазмовому потоці повітря. Проводилися розрахунки компонентного складу хімічно чистого повітря при зміні температури від 3900 до 1650 К з різними швидкостями охолодження від 10^4 до 10^8 К/с з постійним початковим компонентним складом при $T = 3900$ К. Вибір меж даного інтервалу спаду температури обумовлений саме задачею загартування:

- верхня межа – не нижче за температуру, при якій концентрація NO в повітрі максимальна як згідно з термодинамічними розрахунками (3500 К) [2], так і кінетичними розрахунками (3700 К);
- нижня межа – не вище за температуру, при якій практично відсутні витратні процеси для оксидів азоту згідно з термодинамічними розрахунками (2000 К) [2].

Початковий компонентний склад при $T = 3900$ К також розраховувався програмою ZDPlasKin із залежністю температури в часі аналогічною для осьового шару потоку на початку реакційної зони ВЧІ розряду, при зміні температури від 300 до 3900 К.

Згідно з результатами моделювання, для отримання розробленим плазмохімічним методом синтезу оксиду азоту у максимальній концентрації при тиску в зоні загартування 1 бар та діапазоні температур від 4000 до 3000 К необхідно здійснювати охолодження плазми потоку з мінімально можливою швидкістю зміни температури заради утворення оксиду азоту з максимальною концентрацією. А в діапазоні температур 2850 – 3100 К вже необхідна максимальна швидкість загартування, яка повинна зберігатися до температур 2000 – 2200 К, нижче яких витратні процеси для NO практично не протікають.

1. I.V. Matveev, S.I. Serbin, A.E. Zinchenko. IEEE Trans. Plasma Sci. 49(3) (2021) 984.
2. В.Д. Пархоменко, П.Н. Цыбулев, Ю.И. Краснокутский, *Технология плазмохимических производств* (К.: Вища школа, 1991) 253 с.
3. S. Pancheshnyi et al. Computer code ZDPlasKin. LAPLACE, CNRS-UPS-INP (Toulouse, France, University of Toulouse, 2008).
4. S.V. Dresvin, D.V. Ivanov. *Plasma Assisted Combustion, Gasification, and Pollution Control* (2013) 422 p.

ОБРОБКА ПЛАЗМОЮ ВЧ-РОЗРЯДУ НИЗЬКОГО ТИСКУ НАСІННЯ РЕДИСУ

В. Я. Черняк, В. В. Юхименко, К. В. Юхименко, Б. В. Тарасенко,
О. М. Цимбалюк, Ю. П. Веремій

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Збільшення врожайності у сільському господарстві має велике значення, але слід зазначити, що методи збільшення врожаю не повинні шкодити навколишньому середовищу. Науковці пропонують безліч альтернативних варіантів підвищення врожаю без збільшення хімічного навантаження на ґрунт. Наприклад, ефективне використання земельних ділянок, генну модифікацію рослин, зменшення відходів, скарифікацію насіння та застосування різних фізичних факторів (УФ та радіаційне опромінення, плазмові розряди тощо), як на насіння, так і, власне, на рослини [1, 2]. Серед великої кількості ідей, як підвищити врожайність, особливу увагу слід приділити плазмовій обробці насіння. Загалом науковці досліджують вплив холодної плазми атмосферного тиску на насіннях різних рослин (рисунку, соняшнику, томатів тощо) [2, 3]. Результати цих досліджень мають спільні риси у питанні швидкості проростання насіння та стійкості до хвороб, але також вказують на те, що об'єм плодів оброблених рослин не зазнає значних змін. Серед літератури якісно вирізняються патенти Applied Quantum Energies, LLC [4, 5]. Особливість патентів Applied Quantum Energies, LLC полягає у використанні холодної плазми низького тиску, адже в даному випадку дослідники зазначають суттєве збільшення саме маси плодів. У цих патентах описано багатофункціональний апарат для активації, модифікації та дезінфекції поверхонь гранульованого, порошкоподібного або посівного матеріалу, вміщеного в неперервний потік низькотемпературної плазми ВЧ-розряду зниженого тиску [5]. Плазма генерується при тисках у діапазоні від 0,01 до 10 Торр, частота змінюється від 0,2 до 220 МГц.

Обробка насіння плазмою викликає великий інтерес, проте галузь розвивається в лабораторних умовах і існує дуже мало інформації про промислове використання плазмової обробки насіння.

На кафедрі фізичної електроніки Київського національного університету імені Тараса Шевченка було проведено експеримент з метою дослідження повного циклу вегетації насіння редису після обробки холодною плазмою низького тиску. Дослід було проведено у відкритому ґрунті з оптимальним значенням кислотності. Відстань між рядками 15 см, відстань між насінням у рядку 5 см, глибина посадки 2 см. Початок посадки рослин 23.07.2022 р., збір плодів 24.08.2022 р. Експериментальні групи: № 0 – контрольна група, № 1 – обробка при низькому тиску без впливу плазми, № 2 – плазмова обробка на частоті 20 кГц, № 3 – плазмова обробка на частоті 50 кГц, № 4 – плазмова обробка на частоті 90 кГц. Тривалість плазмової обробки 1 хв. Тиск у системі 100 Па. Схему установки наведено на рисунку.

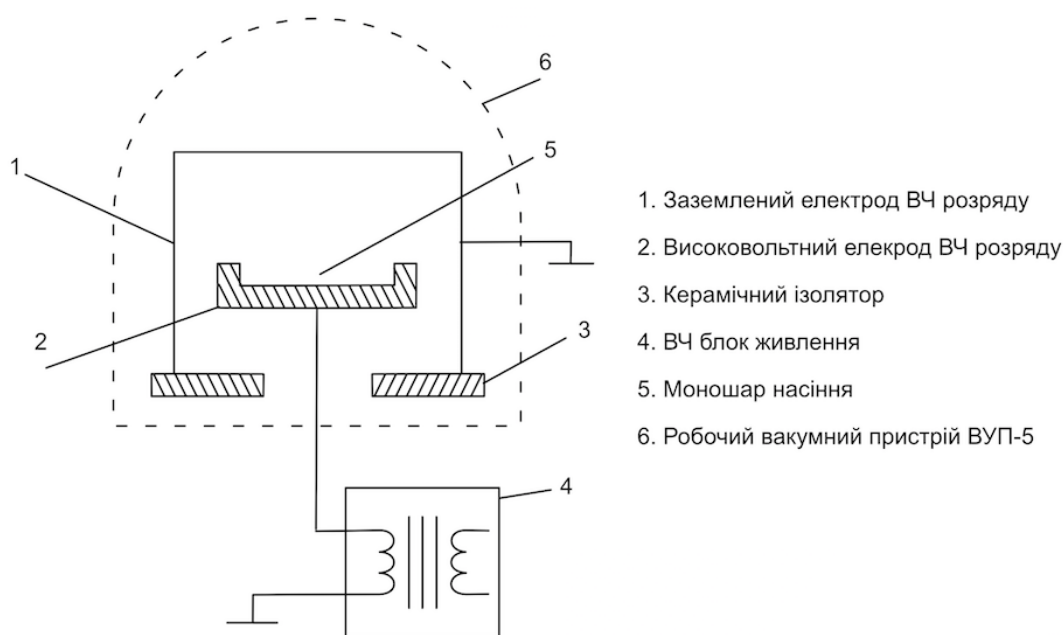


Схема установки для обробки насіння.

З результатів експериментів показано позитивну тенденцію обробки насіння плазмою низького тиску. Кращі результати показали групи № 2 і 3, які обробляли плазмою низького тиску з частотою 20 та 50 кГц відповідно.

1. M. Heisler Gordon et al. Ultraviolet radiation and its impacts on agriculture and forests. *Agricultural and Forest Meteorology* 120(1-4) (2003) 3.
2. J.-S. Song et al. Emerging Plasma Technology that Alleviates Crop Stress During the Early Growth Stages of Plants: A Review. *Frontiers in Plant Science* (2020) Art. 988, 14 p.
3. P. Huijser, M. Schmid. The control of developmental phase transitions in plants. *Development* 138(19) (2011) 4117.
4. Applied Quantum Energies, LLC. US Patent for Methods and Apparatuses for Treating Agricultural Matter. Patent No. 10,420,199. Issued on September 17, 2019.
5. Applied Quantum Energies, LLC. US Patent for Methods and Apparatuses for Treating Agricultural Matter. Patent No. 10,582,667. Issued on March 10, 2020.

РЕФОРМУВАННЯ ЕТАНОЛУ У СИНТЕЗ ГАЗ ЗА ДОПОМОГОЮ ПЛАЗМИ ВТОРИННОГО РОЗРЯДУ, ЯКИЙ ПІДТРИМУЄТЬСЯ КОВЗНИМ РОЗРЯДОМ

В. Я. Черняк, В. В. Юхименко, К. В. Юхименко, Д. Д. Третьяков, І. І. Федірчик

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Використання нерівноважної плазми атмосферного тиску, отриманої за допомогою електричних розрядів для проведення хімічних перетворень, є одним з провідних напрямків плазмохімії. Збільшення важливості зеленої та відновної енергетики стимулювало дослідження з використання плазми для отримання водню з відновної сировини, зокрема і з етанолу. Плазма показала ефективність в таких перетвореннях, однак важливим питанням залишається забезпечення взаємодії плазми та відповідних реагентів протягом максимального часу та в максимальному об'ємі реактора. Потенційним шляхом покращення відповідних показників є збільшення об'єму плазми у плазмохімічному реакторі використовуючи вторинний розряд, який підтримується вихідним джерелом плазми. Вторинні розряди вже висвітлювалися нами раніше в контексті напilenня алмазних плівок, а також плазмоворідних систем для отримання вуглецевих нанотрубок, реформування та розкладу токсичних речовин [1 - 3].

У даній роботі розглянуто реформування етанолу з метою отримання багатого на водень газу за допомогою часткового окиснення етанолу у системі з вторинним розрядом, який підтримується ковзним розрядом. На рис. 1 показано схему експериментальної системи, яка використовувалася для дослідження реформування етанолу за допомогою системи із вторинним розрядом, який підтримується ковзним розрядом. Нерівноважна плазма атмосферного тиску в системі генерувалася обертовим ковзним розрядом (1, 4) робочим газом, у якому було атмосферне повітря (3). Після запалу обертового ковзного розряду та отримання плазмового факела, що потрапляв у реакційну камеру (7) між електродами (4, 8) підпалювався вторинний розряд. Етанол подавався в систему через входи у реакційній камері (5) та не потрапляв у ковзний розряд. Температура в реакційній камері системи підтримувалася завдяки кожуху з електричним нагрівом (6). Внаслідок експериментів було отримано зразки газових продуктів реформування, які аналізувалися за допомогою мас-спектрометра.

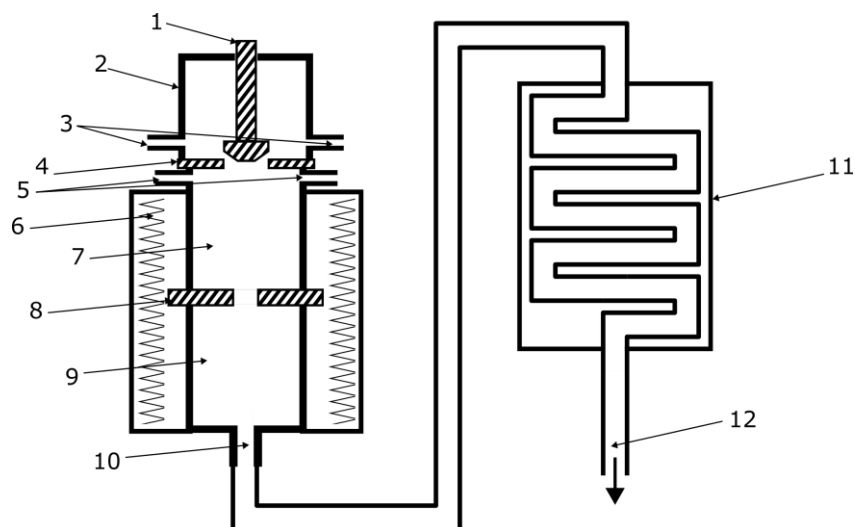


Рис. 1. Схема експериментальної системи для реформування: 1 – центральний електрод ковзного розряду, 2 – розрядна камера, 3 – входи для подачі повітря у розрядну камеру, 4 – спільний електрод ковзного розряду та вторинного розряду, 5 – входи для подачі етанолу та повітря в реакційну камеру, 6 – кожух з електричним нагрівачем для розігріву реакційної камери, 7 – зона реакційної камери із вторинним розрядом, 8 – електрод вторинного розряду, 9 – зона реакційної камери після вторинного розряду, 10 – вихід продуктів з реакційної камери, 11 – водяне охолодження продуктів реформування, 12 – вихід продуктів реформування з системи.

Для оцінки впливу наявності вторинного розряду на вихід водню в продуктах реформування було зроблено порівняння вмісту водню у газі, отриманому під час реформування потоку етанолу 810мл/год з подачею повітря 17,5 л/хв, з яких 10 подавалися у розрядну камеру, а 7,5 – у реакційну камеру разом з етанолом. Потоки обиралися з розрахунку на спалення частини етанолу під час реформування з метою отримання близько 300 Вт додаткового нагріву для підтримки перебігу процесу.

На рис. 2 зображено мас-спектри продуктів реформування етанолу, отриманих за відсутності та за присутності вторинного розряду. На отриманих мас-спектрах можна побачити, що за розглянутих режимів подачі реагентів концентрація водню у продуктах реформування є дещо вищою під час реформування з вторинним розрядом; інтенсивність піка, що відповідає $M/z = 2$, була 0,89 у випадку реформування лише з обертовим ковзним розрядом та 0,91 у випадку реформування із вторинним розрядом. Присутність вторинного розряду в системі не призвела до значного росту вмісту водню в синтез газі.



Рис. 2. Мас-спектри синтез газу отриманого лише за роботи ковзного розряду (ОКР) та за роботи вторинного розряду, який підтримується ковзним (ОКР + вторинний розряд).

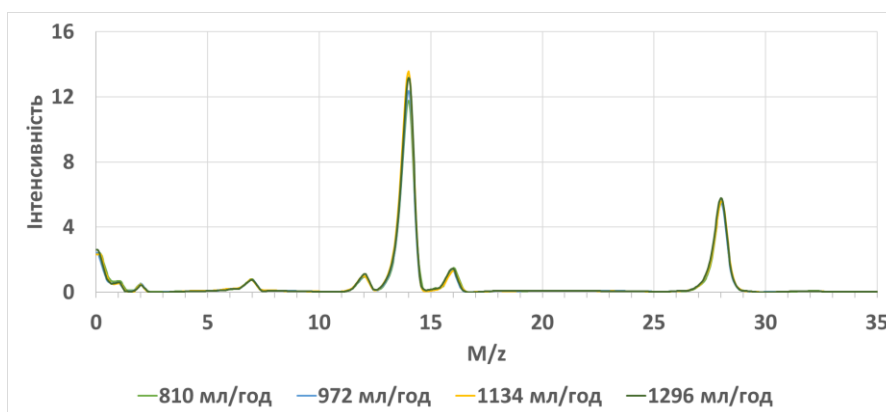


Рис. 3. Мас-спектри синтез газу, отриманого лише за роботи вторинного розряду, який підтримується ковзним за сталого потоку повітря 15,5 л/хв та різних потоків етанолу – 810, 972, 1134 та 1296 мл/год.

На рис. 3 представлено мас-спектри синтез газу, який отримано внаслідок реформування етанолу за допомогою вторинного розряду, який підтримується ковзним розрядом за сталого потоку повітря 15,5 л/хв та різних потоків етанолу – 810, 972, 1134 та 1296 мл/год, що відповідають частковому окисненню етанолу з потоком повітря на 24 % вище стехіометричного, з потоком відповідно до стехіометрії, та з потоком на 12 і на 23 % нижче стехіометричного. З отриманих мас-спектрів можна побачити, що зі збільшенням співвідношення між потоком етанолу та повітря зменшується інтенсивність піка, що відповідає $M/z = 2$; вона становила 0,54 для 810 мл/год, 0,50 для 972 мл/год, 0,49 для 1134 мл/год та 0,44 для 1296 мл/год. Отримані результати вказують на те, що збільшення потоку окисника може сприяти підвищенню виходу водню під час реформування.

1. I. Mozharovskij et al. In: IEEE Int. Conf. Plasma Sci., 2003, p. 413.
2. I.P. Veremii et al. Ukr. J. Phys. 53 (2008) 393.
3. V. Chernyak et al. Prz. Elektrotechniczny 85 (2009) 147.

МЕТОД ДІАГНОСТИКИ ПРОФІЛЮ МАГНІТНОГО ЧИСЛА ОБЕРТІВ ПІД ЧАС ПИЛЧАСТИХ КОЛИВАНЬ

Ю. В. Яковенко^{1,2}, А. І. Тіщенко^{2*}, співробітники ЖЕТ

¹ Інститут фізики плазми та лазерного мікросинтезу, Варшава, Польща

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Магнітне число обертів (q), яке у фізиці токамаків традиційно зветься коефіцієнтом безпеки, є важливим топологічним параметром, що характеризує топологічну структуру силових ліній магнітного поля. Параметр q та його радіальний профіль впливають як на процеси перенесення, так і на стійкість плазми. Часто важливо знати, якою є ця величина на певній магнітній поверхні порівняно з певним раціональним числом, а для цього потрібно доволі точно вимірювати її. Наразі основними методами діагностики q є, по-перше, поляриметричний метод [1], по-друге, визначення нахилу силових ліній з рухового ефекту Штарка [2] і, по-третє, непряме визначення через розв'язання рівнянь рівноваги [3]. Похибка і просторова роздільна здатність згаданих методів є в багатьох випадках незадовільною, особливо в центральній області. Іноді певну інформацію про профіль q можна отримати МГД-спектроскопією – аналізом частотного спектра та просторової структури МГД-збурень (альфвенових мод або тіринг-мод). Пилчасті коливання є одним з МГД-маркерів, що дають інформацію про величину q у центральній зоні плазми: якщо вони відбуваються, то q у центрі є меншим одиниці. Метою цієї роботи є продемонструвати, що цей МГД-маркер здатен дати також інформацію про форму профілю q в області перемішування плазми пилчастими коливаннями та радіус магнітної поверхні, де $q = 1$.

Пилчасті коливання є релаксаційними коливаннями, швидка фаза яких – спад центральної температури – називається колапсом. Ми вважатимемо, що фізика колапсу описується моделлю Кадомцева [4]; деякі нещодавні роботи [5] свідчать, що принаймні деякі колапси справді розвиваються за цією моделлю. Ця модель пояснює колапс перезамкненням магнітних силових ліній. Рівняння Кадомцева, які впливають зі збереження частинок та енергії в шарах плазми, що їх об'єднує перезамкнення, пов'язують між собою профілі магнітного числа обертів, температури та густини плазми.

Відповідно до цих рівнянь Кадомцева, кінцевий стан будь-якої з компонент плазми (електронів та йонів) залежить не лише від її початкового стану, а й від радіального профілю $\mu = 1/q - 1$. Можна поставити обернену задачу: треба визначити профіль μ , знаючи температуру та густину однієї з компонент (електронів або йонів) до та після колапсу. Оскільки зазвичай діагностика стану електронів є швидшою та точнішою, ніж діагностика йонів, а діагностика густини електронів поступається діагностиці температури (зокрема, із застосуванням електронно-циклотронного випромінювання), ми використовуємо в нашому методі профілі температури електронів (T_e) до та після колапсу та профіль густини лише перед колапсом, коли зміна параметрів плазми є повільнішою, ніж перед ним.

З рівнянь Кадомцева випливає, що $T_e^+(r=0) = T_e^-(r=r_s)$, де індекси '+' та '-' позначають стани після та до колапсу, r – радіальна координата, r_s – радіус магнітної поверхні, де $q = 1$. Таким чином можна знайти розташування магнітної поверхні $q = 1$.

Знаходження профілю q ускладнюється тим, що згідно з рівняннями Кадомцева при перезамкненні мають утворюватися профілі температури та густини, які мають розриви на границі області перемішування ($r = r_{mix}$). Зрозуміло, що в околі цієї точки ці профілі визначаються дифузійними процесами, а не рівняннями Кадомцева. Тому ми апроксимуємо профілі всіх величин перед колапсом степінними рядами поблизу точки $r = r_s$, а профілі після колапсу – поблизу точки $r = 0$, тобто там, де дифузія справляє найменший вплив. Далі ми шукаємо профіль μ у вигляді простої функції Паде, підбираючи її параметри так, щоб для апроксимованих профілів задовольнялися рівняння Кадомцева. Оскільки рівняння Кадомцева є інваріантними до множення μ на довільну константу, нам потрібно знати значення μ хоча б в одній довільній точці.

Щоб перевірити метод числовим моделюванням, було взято три профілі q – параболічний, сплющений всередині $r = r_s$ та профіль типу “head-and-shoulder” (з сильнішою зміною всередині $r = r_s$). Важливо, що всі вони не відтворювалися точно функціями Паде, які використовуються кодом (інакше числовий експеримент не давав би справжньої перевірки). Профілі температури та густини до колапсу бралися параболічними. Розраховувався їхній перерозподіл згідно з рівняннями Кадомцева, і

* Наразі працює в іншій організації.

виконувалася конволюція з гаусіаною (з півшириною $r_s/5$), щоб імітувати дифузію. До отриманих таким чином профілів додавався випадковий шум, що мав імітувати похибки діагностики. Як було згадано, нам необхідно знати $q(r)$ у якійсь точці. Ми вважали, що відомим є $q(r_{mix})$ (оскільки точність інших методів діагностики q зростає при наближенні до границі плазми).

Приклади застосування методу показано на рис. 1 і 2. Як бачимо, алгоритм розрізняє дві наведені форми профілю q , оскільки їм відповідає різна поведінка профілю температури біля магнітної осі.

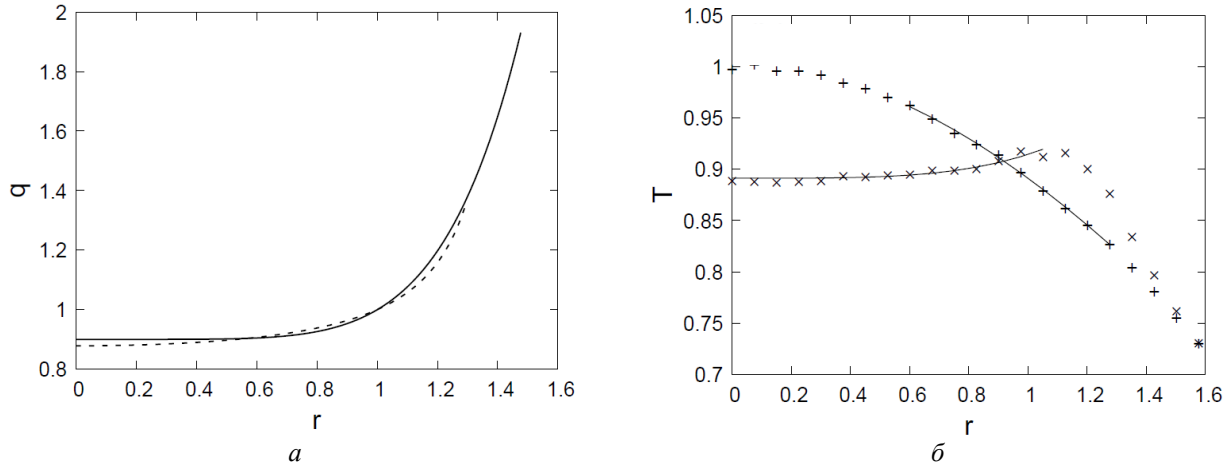


Рис. 1. Ідентифікація сплющеного профілю $q(r)$. a – $q(r)$ перед колапсом; суцільна лінія – справжній профіль, пунктирна – відновлений алгоритмом. b – зміна профілю температури під час колапсу. Позначення: маркери ‘+’ та ‘x’ – профілі до та після колапсу відповідно, які слугували вхідними даними алгоритму; суцільні лінії – апроксимація цих профілів поліномами.

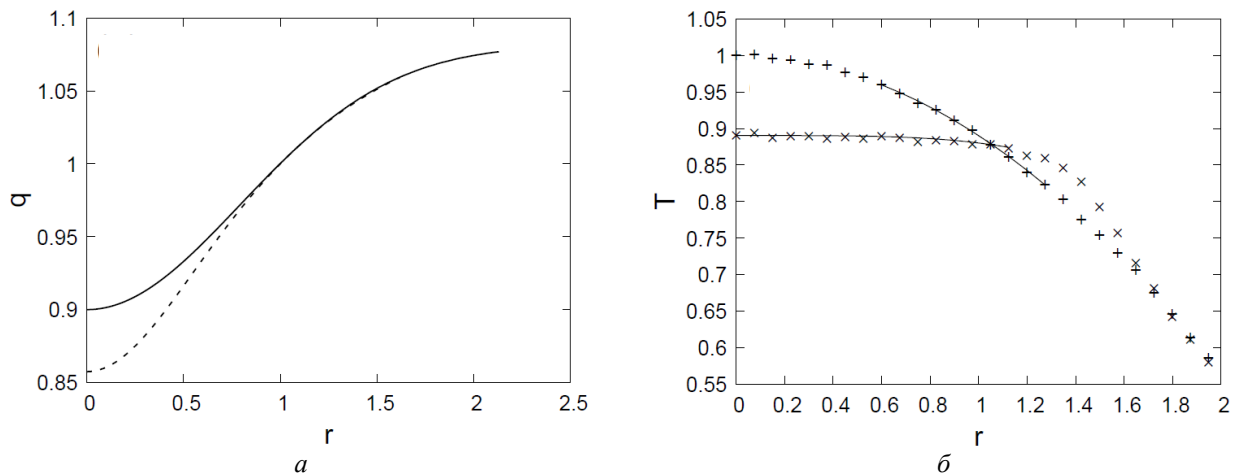


Рис. 2. Те саме, що й на рис. 1, але для профілю $q(r)$ типу “head-and-shoulder”.

Було досліджено залежність похибки методу від похибки експерименту. Знайдено, що не є чутливим до похибки вимірювання густини, але чутливим до похибки вимірювання температури, яка мусить бути хоча б на порядок меншою, ніж зміна температури під час колапсу.

Ця робота публікується як частина міжнародного проєкту, співфінансованого Польським міністерством науки та вищої освіти за програмою ‘PMW’ у 2022 р. Робота виконувалася в рамках of Консорціуму EUROfusion, фінансованого Європейським Союзом (ЄС) через Програму досліджень та навчання Євратому (Grant Agreement No 101052200 – EUROfusion). Висловлені міркування та погляди однак належать лише авторам і не обов’язково відображують погляди ЄС та Європейської Комісії (ЄК). Ані ЄС, ані ЄК не можуть нести за них відповідальність. Робота отримала фінансування від Національної академії наук України в рамках теми “Явища, пов’язані з енергійними йонами в токамаках та стелараторах” та проєкту № ПЛІ27/22-Н.

1. H. Soltwisch, Rev. Sci. Instrum. 59 (1988) 1599.
2. F. M. Levinton et al. Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 2060.
3. L. L. Lao et al. Nucl. Fusion 30 (1990) 1035.
4. B. V. Kadomtsev. Sov. J. Plasma Phys. 1 (1976) 389.
5. Y. B. Nam et al. Nucl. Fusion 58 (2018) 066009.

ДО ЗАСТОСУВАННЯ ІНФРАСТРУКТУРНИХ ТЕХНОЛОГІЙ ВЕЛИКИХ ДАНИХ
ДЛЯ БЕЗПЕЧНОГО ВИКОРИСТАННЯ ЯДЕРНОЇ ЕНЕРГІЇ**В. М. Горбачук, Т. О. Бардадим, М. І. Лупей, Д. І. Ніколенко, С.-Б. Сулейманов, Л. О. Батіг***Інститут кібернетики імені В. М. Глушкова НАН України, Київ, Україна*

Безпечне використання ядерної енергії залишається актуальним питанням для України принаймні від 1986 р. [1]. Якщо катастрофа на Чорнобильській АЕС виявила проблеми належної організації та кваліфікації персоналу [2], то аварія на АЕС Фукусіма-1 у 2011 р. виявила залежності від навколишнього середовища. Науковці Кібцентру, колеги авторів даної роботи, застосовують досвід долання наслідків Чорнобильської катастрофи у Фукусімі [3]. Збройне захоплення Запорізької АЕС у 2022 р. виявило ширші залежності від зовнішнього світу, створюючи потенційні загрози для будь-якої АЕС у світі [4]. У відповідь на потенційні загрози витоків чутливої інформації США у 2000 р. заснували Національну адміністрацію ядерної безпеки (National Nuclear Security Administration, NNSA) у складі Міністерства енергетики (Department of Energy, DoE) США.

У 2011 р. NNSA США виділила 25 млн дол. Консорціуму ядерної науки та безпеки (Nuclear Science and Security Consortium, NSSC) на заснування 5-річної програми підготовки майбутнього покоління експертів з ядерної безпеки. Крім того, було виділено 1,5 млн дол. на стипендії, дослідницькі проекти та літні стипендії у співпраці з інституціями, що обслуговують меншин (minority-serving institutions, MSI). Досвід NSSC є важливим для України як члена ENTSO-E і кандидата в члени ЄС, де ядерна енергетика посідає помітне місце.

На першому етапі NSSC включав університети-партнери Університет Каліфорнії (Берклі) (заснований у 1868 р.), Університет штату Мічиган (заснований у 1855 р.; де навчався один з авторів даної роботи), Університет Каліфорнії (Ірвін) (заснований у 1965 р.), Університет Каліфорнії (Девіс) (започаткований у 1905 р.) та його Інститут глобальних конфліктів і кооперації (започаткований у 1981 р.) у Школі глобальної політики і стратегії, Вашингтонський університет у Сент-Луїсі (заснований у 1853 р.), Університет Невади (Лас-Вегас) (заснований у 1957 р.), а також національні лабораторії-партнери імені Лоуренса (1901 - 1958; Нобелівський лауреат з фізики 1939 р.) у Берклі (Lawrence Berkeley National Laboratory, LBNL; заснована у 1931 р.), імені Лоуренса в Ліверморі (Lawrence Livermore National Laboratory, LLNL; започаткована Університетом Берклі у 1952 р.), Лос Аламос (Los Alamos National Laboratory, LANL; заснована DoE у штаті Нью-Мексико у 1943 р.), Сандія (Sandia National Laboratories, SNL; започатковані системою університетів Каліфорнії в Альбукерке (Нью-Мексико) у 1941 р.). Університет Каліфорнії (Берклі) є провідним у NSSC.

У 2016 р. NSSC успішно пройшов конкурс на підтримку додаткової 5-річної програми, включивши також Університет Джорджа Вашингтона (започаткований у 1821 р.), Техаський A&M (Agricultural & Mechanical; сільськогосподарський і механічний) університет (започаткований у 1871 р.), Університет Теннессі (Ноксвілл) (започаткований у 1794 р.), національну лабораторію Оук Рідж (Oak Ridge National Laboratory, ORNL; започаткована Інженерним корпусом армії США (заснованим у 1775 р.) у 1942 р.). У 2021 р. NSSC успішно пройшов конкурс на підтримку додаткової 5-річної програми, включивши також Інститут технології Повітряних сил США (заснований у 1919 р. на базі Райт-Паттерсон Повітряних сил у штаті Огайо поблизу місця, де загинув лейтенант Френк Паттерсон (1897 - 1918) під час випробувань британського біплана-бомбардувальника; брати Вілбур Райт (1867 - 1912) та Орвілл Райт (1871 - 1948) – піонери авіації), Університет штату Північна Кароліна (заснований у 1887 р.), Університет Іллінойсу (Урбана-Шампейн) (заснований у 1867 р.), Університет Нью-Мексико (заснований у 1889 р.). На даний час NSSC об'єднує понад 150 учених-ядерників та інженерів (професорів, дослідників, студентів) з 11 університетів і 5 національних лабораторій, які досліджують ядерну безпеку і виявляють розповсюдження (proliferation) ядерної зброї, навчаючи наступне покоління експертів-ядерників.

Дослідження і розробки (DіP) NSSC охоплюють як фундаментальну тематику (ядерна фізика та ядерні дані, ядерна хімія і радіохімія, наука про ядерні матеріали), так і прикладну тематику (виявлення радіації, ядерна (хімічна) інженерія). Ці тематики пов'язуються наскрізними (crosscutting) видами діяльності – обчисленнями та методами оптимізації для ядерних застосувань, а також освітою в ядерних науках, технологіях і стратегіях. Місія NSSC полягає у навчанні наступного покоління вчених-ядерників та інженерів-ядерників через залучення до DіP, які охоплюють базові аспекти нових технологій і методів для програмної роботи для безпосередньої підтримки ядерної безпеки та нерозповсюдження (nonproliferation) ядерної зброї.

У 2018 р. NSSC досліджував, зокрема, використання сучасної аналітики даних і блокчейнів разом з ІІОТ для поліпшення безпечності (safety), безпеки і гарантій ядерної енергетики [5]. Аналітику даних почали застосовувати у промисловості до експлуатації ядерної енергетики та в академічних колах до розробки ядерних гарантій (nuclear safeguards) через імовірнісні оцінки ризиків (Probabilistic Risk Assessments, PRAs), предиктивне (predictive) чи прогнозне (технічне) обслуговування, периферійну (edge) аналітику (аналітику периферійних даних), обмін даними в приватній власності (proprietary data) [6]. Галузь промислового Інтернету речей (Industrial Internet-of-Things, ІІОТ) корисна для отримання джерел даних, а сфера машинного навчання – для обробки отриманих даних. Ланцюги постачання даних стають об'єктами блокчейн-застосунків.

По-перше, аналітика периферійних даних здійснюється на рівні інструментів з бездротовою передачею лише важливих доступних даних (і затримкою решти даних). Алгоритми аналітики даних можуть завантажуватися на програмовану користувачем вентиляну матрицю (ПКВМ; field-programmable gate array, FPGA) в інструменті, забезпечуючи також прогнозне технічне обслуговування. FPGA – це інтегральна схема, призначена для конфігурування на робочому полі (field-programming) клієнтом або розробником після її виготовлення. Дана конфігурація FPGA зазвичай вказується, використовуючи мову опису апаратного забезпечення (hardware description language, HDL), подібну до мови, що використовується для інтегральної схеми конкретного застосування (application-specific integrated circuit, ASIC). Якщо раніше для задання конфігурації використовували електросхеми (circuit diagrams), то зараз для цього зазвичай використовують електронні засоби автоматизації проектування. ПКВМ містять масив програмованих логічних блоків та ієрархію з'єднань (interconnects), які можна реконфігурувати, щоб підключати (wire) блоки разом. Логічні блоки можна реконфігурувати для виконання складних комбінаційних функцій чи роботи як простих логічних вентилів (наприклад, AND та XOR). У більшості ПКВМ логічні блоки також включають елементи пам'яті, які можуть бути простими тригерами (flip-flops) чи досконалішими блоками пам'яті. Багато ПКВМ можна перепрограмувати для втілення різних логічних функцій, що дає змогу гнучко реконфігурувати обчислення при виконанні їх комп'ютерним програмним забезпеченням.

По-друге, аналітика на зашифрованих (encrypted) даних передбачає кіберзахист із шифруванням усієї інформації, але зашифровані дані теж можуть бути матеріалом роботи для оператора.

По-третє, технологія блокчейну разом з ІІОТ дає змогу досягати консенсусу інструментів у випадках, коли деякі з них несправні, свідомо (deliberately wrong) (скажімо, внаслідок кібератак на деякі вузли) чи несвідомо (faulty). Тому доступ до пристроїв видається лише дозволеним особам (permissioned entities), як опубліковано на блокчейні.

Основний результат полягає у тому, що розроблені в НАН України та широко експлуатовані (починаючи з 2015 р.) розподілені інформаційні технології (PIT) здатні надійно забезпечувати потреби побудови резильєнтних енергетичних інфраструктур на основі технологій великих даних. Хмарні архітектури з подібними технологіями водночас підвищують резильєнтність кіберінфраструктур.

1. *Електроенергетика України: стратегія ефективності*. І.Р. Юхновський (гол. ред.) (К.: Міжвідомча аналітично-консультативна рада з питань розвитку продуктивних сил і виробничих відносин, 2001) 88 с.
2. В.М. Горбачук, Л.Г. Тарасова. Аналіз критичних ситуацій техногенної природи, що призводять до аварій і катастроф у різних галузях господарської діяльності. Препринт Ін-ту кібернетики імені В.М. Глушкова АН України 93-22 (Київ, 1993) 28 с.
3. K.L. Atoyev et al. Mathematical modelling of food, energy and water resources management under increased uncertainties and risks. In: *Integrated Modeling of Food, Energy and Water Security Management for Sustainable Social, Economic and Environmental Developments*. A.G. Zagorodny, Yu.M. Ermoliev (Eds.) (Kyiv: NAS of Ukraine, 2013) p. 195.
4. V.M. Gorbachuk, S.-B. Suleimanov, L.O. Batih. *Science and Technology Today* 4(4) (2022) 113.
5. D.R. Farley, M.G. Negus, R.N. Slaybaugh. *Industrial Internet-of-Things & data analytics for nuclear power & safeguards*. Sandia National Laboratories Report SAND2018-12807 (Albuquerque, NM, Livermore, CA, 2018) 31 p.
6. М.А. Ястребенецкий, А.М. Дыбач. *Ядерна та радіаційна безпека* 2 (82) (2019) 9.

РАДІОЕКОЛОГІЧНА СИТУАЦІЯ У ВОДОЙМІ-ОХОЛОДЖУВАЧІ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ АЕС ТА ОЗЕРІ АЗБУЧИН В УМОВАХ ЗНИЖЕННЯ РІВНЯ ВОДИ

**Д. І. Гудков¹, О. Є. Каглян¹, С. І. Кіреєв², С. П. Пришляк¹, В. В. Беляєв¹, В. В. Дроздов²,
Л. П. Юрчук¹, І. І. Абрам'юк¹**

¹ Інститут гідробіології НАН України, Київ, Україна

² Державне спеціалізоване підприємство «Екоцентр» ДАЗВ України, Чорнобиль, Україна

Водойма-охолоджувач (ВО) Чорнобильської АЕС (ЧАЕС) є штучною водоймою, розташованою на правобережній ділянці заплави р. Прип'ять. Підживлення ВО здійснювалося з р. Прип'ять за допомогою насосної станції з підтриманням рівня води в середньому на 7 м вище за рівень води у річці. У 1986 р. в період активної фази аварії на ЧАЕС, у результаті вітрового перенесення радіоактивних речовин та їхнього осадження на водну поверхню, а також надходження через відповідний канал з реакторними водами, ВО зазнала інтенсивного радіонуклідного забруднення. Переважаюча частина радіоактивних речовин, що надійшла до водойми, достатньо швидко акумулювалася донними відкладами і водними організмами. У 2012 - 2013 рр. загальний вміст ⁹⁰Sr і ¹³⁷Cs в екосистемі ВО становив близько 50 і 270 ТБк відповідно [1].

У жовтні 2014 р., у зв'язку з вимушеним припиненням водозабору з р. Прип'ять для підживлення ВО, почалося нерегульоване зниження рівня води, переважно за рахунок фільтрації через тіло огорожувальної греблі. Через 2 роки рівень води знизився більше, ніж на 3,5 м і на колишній акваторії ВО сформувалося три водойми, різні за морфометрією, об'ємом і площею водного дзеркала. Улітку 2017 р. площа осушеної частини водойми становила більше 40 % від колишньої акваторії. Упродовж 2018 р. рівень води знизився до 6,5 - 7,0 м і встановився у залишкових водоймах таким, що відповідає «сталому», залежно від водності р. Прип'ять, з якою ВО має гідравлічний зв'язок. При цьому, зменшення підпору ВО призвело також до зниження рівня води у розташованій поруч природній заплавної водоймі – оз. Азбучин.

Упродовж 2014 - 2021 рр. нами було оцінено зміни питомої активності, а також потужності поглиненої дози зовнішнього і внутрішнього опромінення для представників іхтіофауни ВО та оз. Азбучин після припинення постачання води.

Зниження рівня води у ВО ЧАЕС та оз. Азбучин упродовж 2015 - 2018 рр. призвело до порушення стану динамічної рівноваги (який зберігався принаймні впродовж двох десятиріч аж до кінця 2014 р.) щодо переходу мобільних форм радіонуклідів (у першу чергу ⁹⁰Sr) з донних відкладів у воду та їхнього вносу за рахунок гідравлічного зв'язку та фільтрації крізь огорожувальні греблі до р. Прип'ять. Припускається, що зміни рівноважного стану через зменшення об'єму водних мас з одного боку, а також надходження до водойм мобільних біологічно-доступних форм ⁹⁰Sr із донних відкладів, які опинилися на осушених територіях – з іншого, спричинили зростання об'ємної активності радіонукліда у воді досліджених водойм та підвищення його накопичення водною біотою.

Середньорічна об'ємна активність ⁹⁰Sr у воді північно-західної частини колишньої акваторії ВО зростає впродовж 2015 - 2021 рр. майже у 3 рази – з 1,6 до 4,3 Бк/л, а в оз. Азбучин – більш ніж у 14 разів – з 29 до 410 Бк/л. Динаміка об'ємної активності ¹³⁷Cs у воді досліджених водойм зберігала тенденцію поступового зниження, залишаючись у межах 1,1 - 1,4 Бк/л у ВО та 4,7 - 6,9 Бк/л в оз. Азбучин.

Величина загальної потужності поглиненої дози для риб ВО ЧАЕС від усіх джерел опромінення до пониження рівня води знаходилася у межах 5,9 - 18,9 (у середньому 11,7) мкГр/год. Найвищу дозу опромінення отримував придонний вид за рахунок зовнішнього опромінення від радіонуклідів, депонованих у донних відкладах – карась сріблястий, а найменшу – вид, що мешкає переважно у поверхневому шарі водної товщі – верховодка. Оскільки переважаючу частину загального дозового навантаження становить зовнішнє опромінення, величина якого змінилася несуттєво, то у 2021 р. загальна потужність поглиненої дози для риб ВО становила 6,0 - 19,3 (у середньому 12,0) мкГр/год, що свідчить про її незначне зростання впродовж зниження рівня води.

В оз. Азбучин, внаслідок значного (у 14 разів) підвищення об'ємної активності ⁹⁰Sr у воді, а також заміщення літоральних і субліторальних зон водойми, які опинились на осушеній території, на ділянці донного ложа із значно вищими рівнями радіонуклідного забруднення, зростання загальної потужності поглиненої дози було суттєвішим і відбулося за рахунок підвищення як внутрішньої, так і зовнішньої дози опромінення. Так, якщо у 2014 р. дозове навантаження для досліджених видів риб від усіх джерел опромінення реєстрували в межах 15,7 - 89,6 (у середньому 51,0) мкГр/год, то у 2021 р. цей показник збільшився в середньому в 1,4 раза і становив 32,7 - 111,3 (у середньому 71,1) мкГр/год.

Серед зареєстрованих на даному етапі радіоекологічних наслідків зниження рівня води у досліджених водоймах відмічене лише підвищення об'ємної активності ^{90}Sr у воді та його накопичення представниками біоти. Це призвело у 2021 р. до суттєвого зростання потужності поглиненої дози внутрішнього опромінення – для риб ВО ЧАЕС у середньому у 4,5 раза (рис. 1 і 2), а для риб оз. Азбучин – у середньому у 7,5 раза порівняно з періодом, що передував початку зниження рівня води наприкінці 2014 р. Серед досліджених нами видів риб у ВО найвищі показники зростання дози внутрішнього опромінення зареєстровано у карася сріблястого (7,3 раза) і краснопірки (6,8 раза), а найнижчі – у верховодки (1,4 раза). Для риб оз. Азбучин видом з найвищим показником зростання дозового навантаження була верховка (9,3 раза), а найменшим – лин (3,4 раза).

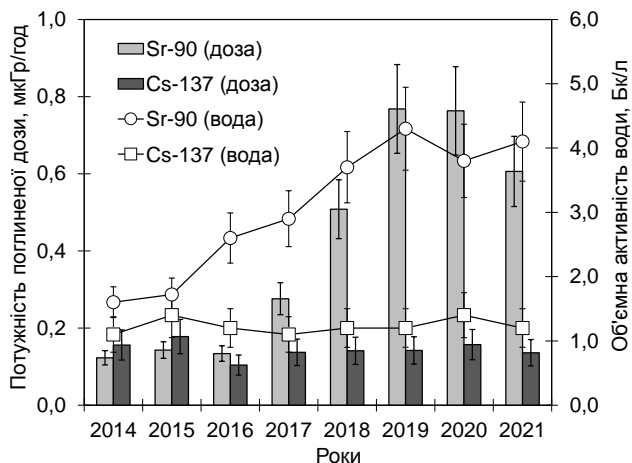


Рис. 1. Динаміка потужності поглиненої дози внутрішнього опромінення краснопірки та об'ємної активності радіонуклідів у воді ВО ЧАЕС упродовж 2014 - 2021 рр.

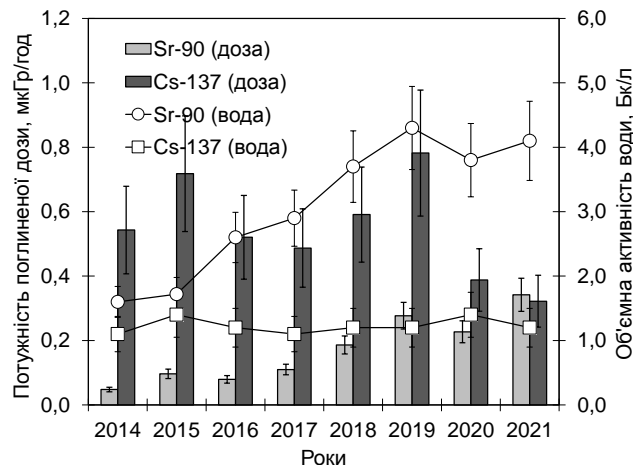


Рис. 2. Динаміка потужності поглиненої дози внутрішнього опромінення окуня та об'ємної активності радіонуклідів у воді ВО ЧАЕС упродовж 2014 - 2021 рр.

Зареєстровані сучасні рівні загальної потужності поглиненої дози для всіх досліджених риб у ВО ЧАЕС та оз. Азбучин значно перевищують скринінгову дозу у 2 мкГр/год і майже для всіх видів з обох водойм перевищують безпечний рівень у 10 мкГр/год, рекомендований у рамках проекту Європейської комісії «PROTECT» [2]. Граничний рівень дозового навантаження у 40 мкГр/год, рекомендований Науковим комітетом з дії атомної радіації ООН та Міжнародною комісією з радіологічного захисту для хребетних тварин [3, 4], перевищений для карася сріблястого, лина та щуки з оз. Азбучин.

Роботу виконано у співробітництві з Державним спеціалізованим підприємством «Екоцентр» ДАЗВ України, а також за підтримки Національної академії наук України і Національного фонду досліджень України (проект № 2020.02/0264).

1. D. Bugai et al. Environmental impact assessment of the drawdown of the Chernobyl NPP cooling pond as a basis for its decommissioning and remediation. Series: IAEA TECDOC, ISSN 1011-4289, No. 1886 (Vienna: IAEA, 2019) 175 p.
2. P. Andersson et al. Journal of Environmental Radioactivity 100 (2009) 1100.
3. United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation. UNSCEAR 1996 Report to the General Assembly with Scientific Annex. Sources and Effects of Ionizing Radiation. Annex: Effects of radiation on the environment (New York: United Nations, 1996) 86 p.
4. United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation. UNSCEAR 2008 Report to the General Assembly with Scientific Annexes. Volume II, Scientific Annex E: Effect of ionizing radiation on non-human biota. (New York: United Nations, 2011) 164 p.

МОДИФІКАЦІЯ МОДЕЛЬНОЇ СИСТЕМИ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ ТА СОРБЦІЙНОЇ ЗДАТНОСТІ МІКРОМІЦЕТІВ *CLADOSPORIUM CLADOSPORIOIDES* З РАДІОАКТИВНИМИ ЧАСТИНКАМИ РІЗНОГО ПОХОДЖЕННЯ

В. О. Желтоножський¹, Т. І. Тугай^{2,3}, А. В. Тугай^{3,2}, Л. В. Садовніков¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Відкритий міжнародний університет розвитку людини «Україна», Київ, Україна

³ Інститут мікробіології і вірусології ім. Д. К. Заболотного НАН України, Київ, Україна

У попередніх дослідженнях було встановлено здатність мікроміцетів виду *Cladosporium cladosporioides* позитивно реагувати на дію радіації. Було виявлено властивість грибних гіф рухатися до джерела випромінювання, здатність обростати «гарячі» частинки, «розпушувати» їх [1 - 5].

Потребує подальшого дослідження умов, за яких відбувається перехід радіонуклідів, що знаходяться у «гарячій» частинці, в іонообмінні форми, що здатні зв'язуватися або сорбуватися міцелієм гриба і рухатися далі по трофічним ланцюгам.

Потребує вивчення питання, які саме радіонукліди за певних умов експерименту переважно можуть бути переведені мікроміцетами чи їхніми метаболітами у рухливі іонообмінні форми. Реалізація таких досліджень потребує створення модифікованої модельної системи, яка була нами розроблена раніше. Потребувало внести модифікації, що дали б змогу максимально зменшити можливість «технічного» розвалу «гарячих» частинок (без взаємодії з мікроміцетом).

Метою роботи є дослідження взаємодії мікроміцетів з радіоактивними частинками різного походження в модифікованій модельній системі.

Методи. В експерименті 2022 р. обидві частинки були поміщені «в кокон» зі стерильної вати. Таким чином мікросколи частинок, якщо вони утворюються, залишаються в коконі разом з частинкою і після завершення експерименту все разом витягується з розчину, не забруднюючи міцелій.

Дослідження взаємодії у системі мікроміцет – «гаряча» частинка та мікроміцет «вибухова» частинка – проводили при культивуванні в модельній системі *C. cladosporioides* у рідкому середовищі в оліготрофних умовах (з використанням рідкого поживного середовища Чапека з 1 г/л глюкози). Дослідження було проведено у порівнянні впливу мікроміцетів на частинки різного походження: паливні та вибухові. Після цього міцелій відфільтровувався на заздалегідь зважений фільтр, висушувався до повітряно-сухого стану і спрямовувався на γ -спектрометрію.

Як спектрометр використовувався детектор GX-4019 фірми CANBERRA із вхідним берилієвим вікном 500мкм, разом з дуаром з рідким азотом вони поміщені у фізичний захист у вигляді бочки з корабельної сталі з товщиною стінок 250 мм.

Набір спектрів здійснюється спектрометром DSA-1000, керованим комп'ютером.

Результати.

На рис. 1 і 2 наведено отримані γ -спектри від міцелію штаму *C.cl.4061* і самої частинки SL-4.

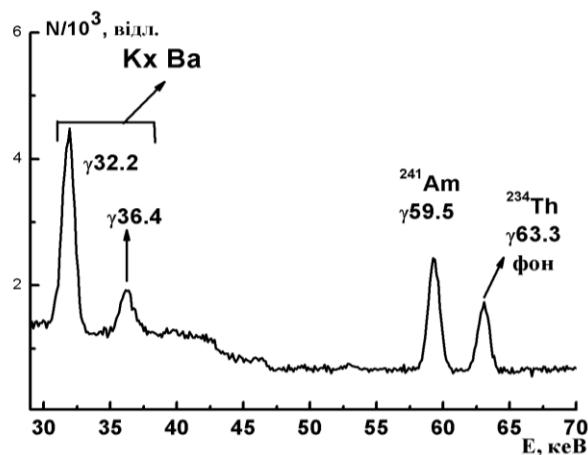


Рис. 1. Спектр міцелію *C.cl.4061*.

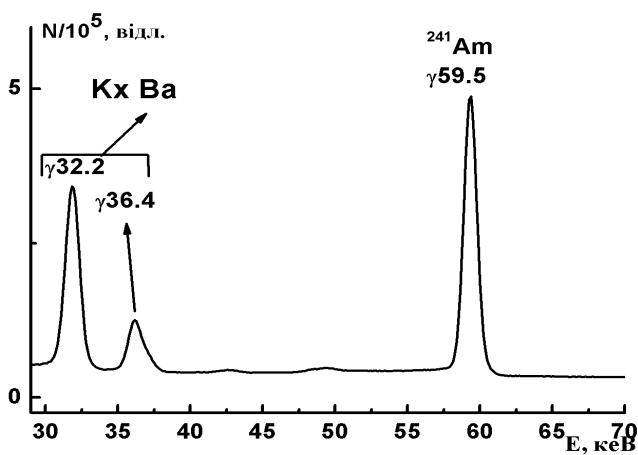


Рис. 2. Спектр частинки SL-4.

Як видно зі спектрів по співвідношенню ліній барія 32 кеВ і америцію 59,5 кеВ міцелій у таких умовах експерименту накопичує ^{241}Am менш ніж ^{137}Cs .

1. N.N. Zhdanova et al. Accumulation of radionuclides from radioactive substrata by some micromycetes. *Journal of Environmental Radioactivity* 67 (2003) 119.
2. N.N. Zhdanova et al. Ionizing radiation attracts soil fungi. *Mycol. Res.* 108(9) (2004) 1089.
3. Н.Н. Жданова и др. Деструкция радиоактивных частиц штаммами *Cladosporium cladosporioides*. *Микроб. журн.* 64(6) (2002) 47.
4. Т.И. Тугай и др. Ответные реакции грибов, выделенных из различных по уровню радиоактивного загрязнения помещений объекта «Укрытие», на действие ионизирующего излучения. *Ядерная физика та енергетика* 6(1) (2005) 128.
5. Т.И. Тугай, А.В. Тугай. Adaptation of Microfungi to Chronic Ionizing Radiation. *New Facts and Hypotheses. Мікробіологічний журнал* 79 (1) (2017) 76.

ЕФЕКТ СУМУВАННЯ ЕНЕРГІЙ АЛЬФА-ЧАСТИНОК І КОНВЕРСІЙНИХ ЕЛЕКТРОНІВ У АЛЬФА-СПЕКТРАХ

О. П. Жуков¹, М. М. Заяць¹, М. О. Григоренко¹, І. А. Малюк¹, О. О. Одінцов²,
М. В. Стрільчук¹, В. В. Тришин¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Чорнобиль, Україна

При вимірюванні α -спектрів на кремнієвому детекторі з іонною імплантацією через малі товщини джерела і вхідного вікна детектора конверсійні електрони, що супроводжують α -розпад, теж реєструються детектором. Альфа-спектр спотворюється істинними збігами між α -частинками та електронами. Можливим рішенням цієї проблеми було б вимірювання на великій відстані від детектора, але у випадку низької активності джерела або при вимірюванні довгоживучих нуклідів для досягнення необхідної статистичної точності вимірювання проводяться відносно близько до детектора [1].

Як показано на рис. 1, нижче α -лінії, що відповідає розпаду ^{238}Pu в основний стан дочірнього ядра ^{234}U , є ще два піки α -частинок з енергіями 5357 і 5456 кеВ відповідно, від розпаду на збуджені стани ^{234}U . Ці збуджені стани миттєво розряджаються випромінюванням конверсійних електронів через низьку енергію γ -переходів. Як наслідок, відбувається одночасне випромінювання α -частинки і конверсійного електрона, які можуть одночасно зареєструватися кремнієвим детектором. Тому в експериментальному α -спектрі ми будемо спостерігати сумування α -лінії зі спектром конверсійних електронів. Цей ефект буде збільшуватися зі зменшення віддалі зразка від детектора внаслідок збільшення ефективності реєстрації обох частинок і значно ускладнювати обробку α -спектрів, особливо в тих випадках, коли α -спектри від різних нуклідів накладаються, як при вимірюванні $^{239,240}\text{Pu}$.

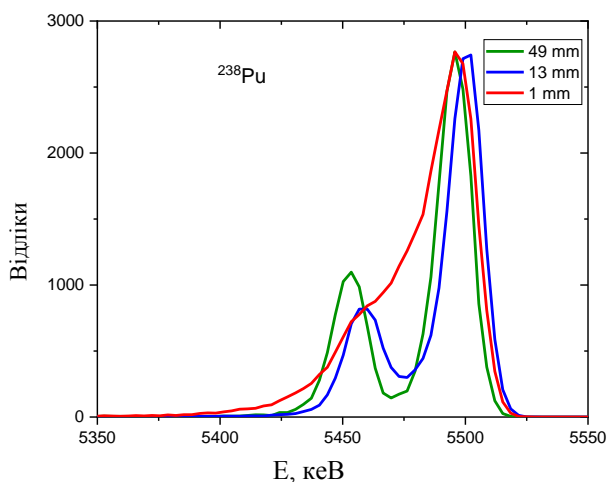


Рис. 1. Експериментальні α -спектри джерела ^{238}Pu на різних відстанях зразка до детектора.

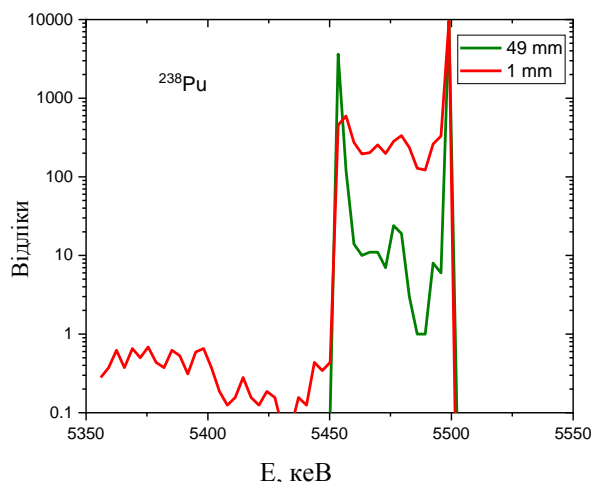


Рис. 2. Модельні α -спектри джерела ^{238}Pu на різних відстанях зразка до детектора.

Запропоновано кілька технічних способів боротьби з цим ефектом – прикладення позитивного потенціалу до зразка, використання магнітного поля, що блокують попадання електронів у детектор. У даній роботі ми пропонуємо інший спосіб врахування сумувань α - і конверсійних електронів – моделюванням процесів розпаду ядер і реєстрації спектрів за допомогою Geant4 [2]. Це дає змогу отримати енергетичні модельні спектри, в яких враховано сумування енергій α -частинок з атомними електронами, що супроводжують процес внутрішньої конверсії (рис. 2).

Для підгонки за методом найменших квадратів ми використовували теоретичний спектр у вигляді згортки модельних спектрів з функцією, що описує форму моноенергетичної α -лінії [3]. З рис. 3 і 4 видно, що запропонований метод врахування ефекту сумування енергій α -частинок і конверсійних електронів дає змогу правильно описати форму спектра як на відстані 49 мм так 1 мм від детектора.

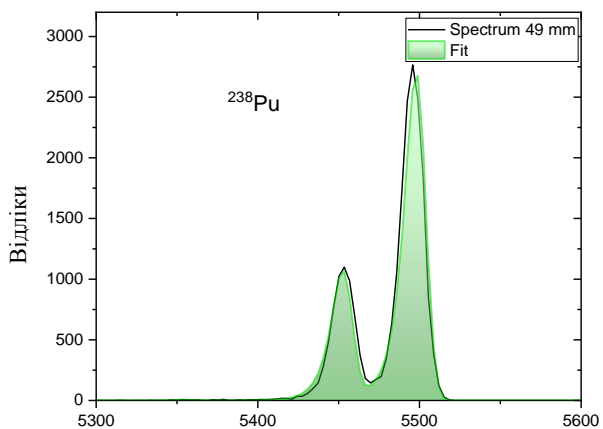


Рис. 3. Обробка α -спектра джерела ^{238}Pu на відстані 49 мм до детектора.

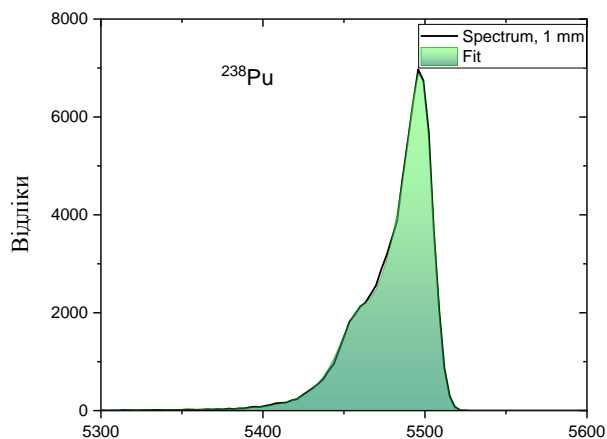


Рис. 4. Обробка α -спектра джерела ^{238}Pu на відстані 1 мм до детектора.

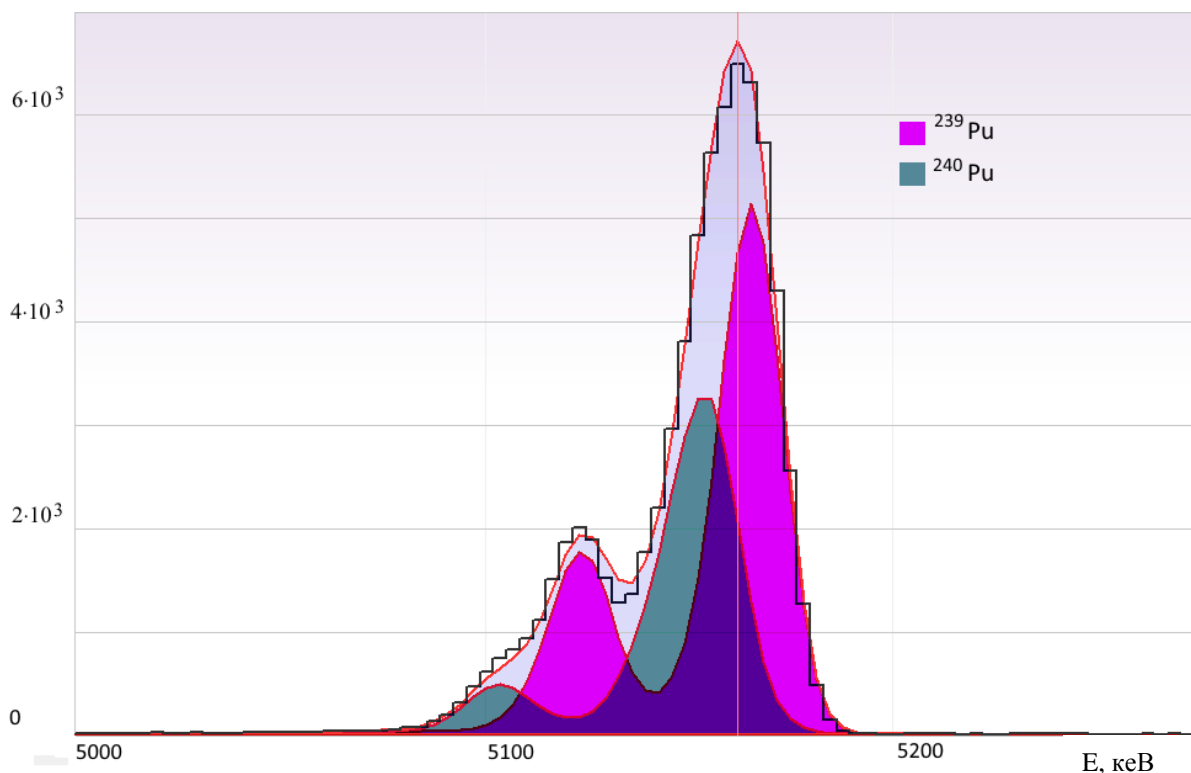


Рис. 5 Обробка α -спектрів $^{239,240}\text{Pu}$.

Такий підхід ми використали для обробки спектрів $^{239,240}\text{Pu}$ (рис. 5), поміряних на відстані 25 мм від детектора, і визначили ізотопне відношення:

$$^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu} = 0,421 \pm 0,009.$$

1. S. Pommé. Typical uncertainties in alpha-particle spectrometry. *Metrologia* 52 (2015) S146.
2. S. Agostinellietal. Geant4 – a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A* 506(3) (2003) 250.
3. G. Bortels, P. Collaers. Analytical function for fitting peaks in alpha-particle spectra from Si detectors. *Int. J. Radiat. Appl. Instrum. Part A. Appl. Radiat. Isot.* 38 (1987) 831.

СИСТЕМА ШВИДКОГО РЕАГУВАННЯ НА ЗАГРОЗИ ЯДЕРНО-РАДІАЦІЙНОЇ НЕБЕЗПЕКИ

Ю. Л. Забулонов, В. М. Буртняк, Д. Г. Туцький, С. М. Шпилька, О. М. Архипенко

Державна установа «Інститут геохімії навколишнього середовища НАН України», Київ, Україна

У зв'язку з агресією російської федерації проти України, проблема безпеки об'єктів ядерно-паливного комплексу стала надзвичайно актуальною. З 4 березня 2022 р. ЗАЕС, найбільша атомна станція в Європі, захоплена російськими військовими. На території станції загарбники розміщують військову техніку та боеприпаси, обстрілюють прилеглу територію. Порушення норм рекомендацій Міжнародного агентства з атомної енергії (МАГАТЕ) на ЗАЕС з боку окупантів може спричинити атомну аварію масштабом ще більшим, ніж Чорнобильська.

Протягом більш ніж 30 років після ЧАЕС співробітники Інституту геохімії навколишнього середовища працюють над створенням технічних засобів контролю та моніторингу радіаційно-забруднених територій, зокрема Зони відчуження ЧАЕС [1 - 2]. Так, у рамках виконання гранту Великобританії (проект № GC-364), створена «Багатофункціональна система автоматизованого дистанційного моніторингу та картографування радіоактивності GS-Smart», яка була протестована співробітниками ANAMAD у лабораторії Селлафілда (Великобританія).

Система використовується для повітряного спостереження нерухомих та відстеження рухомих радіаційних об'єктів у режимі реального часу. Зовнішній вигляд системи представлено на фото.



“GS-Smart” у лабораторії Селлафілда (Великобританія).

Завдяки своїй невеликій вазі і високій чутливості, розроблений інститутом гамма-спектрометр “GS-Smart” дає змогу виконувати аерогамма-спектрометричну зйомку з БПЛА. Основні технічні характеристики системи:

- детектор: монокристалічний скінтілятор NaI (Tl) розміром 63 × 63 мм;
- енергетична роздільна здатність: 6,5 %;
- енергетичний діапазон: від 30 кеВ до 3 МеВ;
- маса: 2,5 кг;
- діапазон робочих температур: -20... +5 0 °С.

Система працює в двох режимах: оповіщення (виявлення радіоактивного випромінювання, доза якого перевищує задану) та аналізу спектрів радіоактивного випромінювання. При розробці комплексу основну увагу було приділено його модульній концепції, що дає змогу, залежно від поставленої задачі, використовувати різноманітні сенсори, пристрої, програмні коди. Як базовий модуль використовується промисловий мікрокомп'ютер, що працює під керуванням ліцензованої операційної системи. Конструктивно окремі модулі виконано у вигляді електронних виробів уніфікованого форм-фактора, що дасть змогу при зборці конкретного вимірювального комплексу отримати просту та надійну компактну конструкцію.

Для обробки експериментальних даних є можливість застосувати як типові, загальнодоступні програмні забезпечення, так і специфічні програмні модулі, що реалізують відповідні алгоритми.

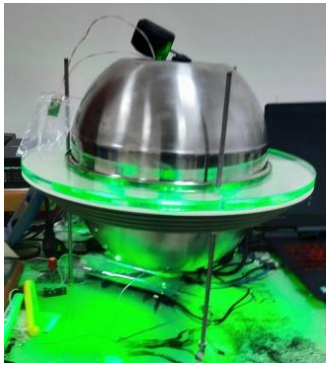


Рис. 1. Світлова індикація.

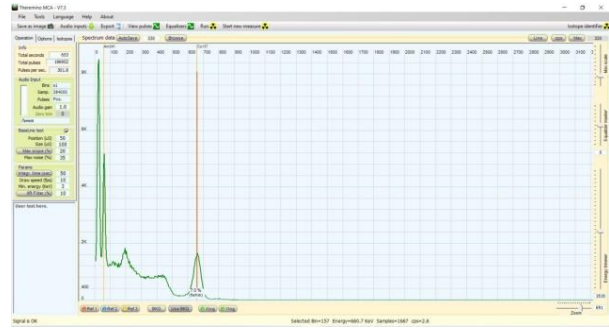


Рис. 2. Ідентифікація ізотопів

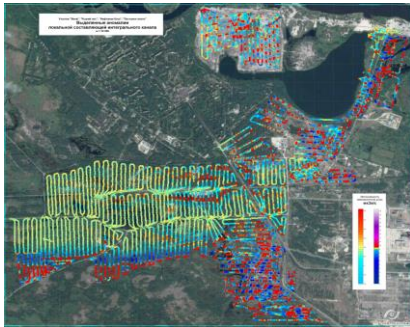


Рис. 3. Картування радіоактивних аномалій.

координати, відображення їх на карті);

- зручність використання (забезпечується максимальна простота і безпека експлуатації комплексу);
- надійність комплексу.

Розроблене обладнання може використовуватися для:

- оперативного спостереження, оцінки, прогнозу радіаційної обстановки в умовах ведення бойових дій;
- охорони державного кордону від несанкціонованого його перетину засобами з ядерними компонентами, оперативного радіаційного контролю автомобільних, залізничних та водних магістралей, запобігання ядерному тероризму;
- проведення інспекції ядерних та військових об'єктів на наявність, ідентифікацію та дислокацію ядерних компонентів та боєприпасів;
- контролю потенційно небезпечних об'єктів, пов'язаних із виробництвом, експлуатацією та зберіганням ядерних компонентів.

1. Ю.Л. Забулонов, В.М. Буртняк, И.О. Золкин. Вопросы атомной науки и техники 5(99) (2015) 163.
2. Y.L. Zabulonov et al. Unmanned aviation for the purpose of radiation and environmental safety. In: International Symposium on Sustainable Aviation, Kyiv, Ukraine, September 10 - 13, 2017 (Kyiv, 2017) p. 72.

КІНЕТИКА КАТАЛІТИЧНОГО ОКИСНЕННЯ ТРИТІЮ КАТАЛІЗАТОРОМ-СОРБЕНТОМ Pd-MОРДЕНІТ ДЛЯ ОЧИЩЕННЯ ГАЗОВИХ ВИКИДІВ

О. В. Коваленко¹, О. О. Кряжич²

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

² *Інститут телекомунікацій і глобального інформаційного простору НАН України, Київ, Україна*

Захист населення і навколишнього середовища при створенні та експлуатації об'єктів ядерної індустрії є однією з найважливіших науково-технічних і соціальних проблем сучасності. Одним з найбільш радіаційно-небезпечних елементів є радіоактивний ізотоп водню – тритій. Він відноситься до глобальних генетично значущих ізотопів і захист від нього, як і його локалізоване накопичення, вкрай необхідні, особливо, якщо врахувати перспективи розвитку атомної та термоядерної енергетики.

Для очищення газових викидів від шкідливих речовин широко використовуються каталітичні методи [1]. Основними перевагами цих методів є: безперервність процесу, проведення його при досить великих об'ємних і змінних у часі швидкостях сумішей, що очищаються, довготривале очищення газової суміші від тритію, що утворюється в результаті зберігання тритієвих матеріалів у замкнутих об'ємах, робота каталізатора протягом тривалого часу, високе і стабільне очищення.

Нині вітчизняною промисловістю не випускаються каталізатори, спеціально призначені для окиснення ізотопів водню, зокрема тритію. Тому дослідження властивостей наявних промислових чи створення нових каталізаторів для окиснення тритію, представляє практичний інтерес.

З метою очищення від тритію та його оксидів (НТО, DTO, T₂O) газового середовища з радіоактивними матеріалами, що містять тритій нами запропоновано очищення цих газових викидів на контактах в кисневому газової середовищі, які служать одночасно каталізатором і сорбентом утвореного продукту (тритієвої води).

Процес значно полегшується в присутності гетерогенних каталізаторів, здатних активувати реагуючі молекули. Дані з робіт [2, 3] показали, що найбільшу активність в даній реакції мають паладіровані контакти.

В якості носіїв – адсорбентів – нами була обрана вода, природні молекулярні сита (цеоліти) з високою вологоємністю і середньою міцністю зв'язку. Також була вивчена можливість застосування природних цеолітів в якості носіїв для виготовлення та експлуатації каталізаторів-сорбентів у процесі очищення газових сумішей від ізотопу водню – тритію на основі паладію.

Дослідження останніх років показали переваги високосилікатних природних цеолітів: клиноптилоліту та морденіту – ненабухання, високу швидкість встановлення сорбційної рівноваги, стійкість до агресивних середовищ, термостійкість, можливість регенерації та дешевизну [4]. Оскільки поклади даних цеолітів у Закарпатському регіоні становлять понад 1 млрд т, а їхня розробка дешевша за використання дорогих та в ряді випадків малостійких в агресивних середовищах синтетичних сорбентів, тому застосування клиноптилоліту та морденіту для сорбції оксидів тритію в процесі очищення газових викидів від ізотопу водню – тритію у процесі виробництва чи зберігання метало-тритієвих виробів є перспективним та актуальним.

Як природного носія-сорбенту для приготування каталізаторів-сорбентів була обрана морденітова порода родовища с. Липча (Закарпатська обл.)

Вхідні вікна у внутрішньокристалічному просторі морденіту доступні для молекул, кінетичний діаметр яких не перевищує 3,9 Å.

Кінетичні дослідження було спрямовано на визначення оптимальної кількості паладію для завданнях цеолітів, встановлення ефективності роботи каталізаторів і визначення оптимальних умов роботи кращих зразків каталізаторів-сорбентів при різних параметрах проведення процесу очищення газової суміші від тритію.

На першому етапі шість виготовлених зразків каталізаторів-сорбентів Pd-морденіту, Pd-модифікованого морденіту [5] було випробувано при заданих температурах (T = 0, 5, 10, 20, 40 °C).

Враховуючи отримані дані за каталітичною продуктивністю різних груп паладірованих морденітів, з метою визначення оптимальних умов роботи для подальших випробувань було відібрано 2 каталізатори-сорбенти: 2 % Pd-немодифікований морденіт, 2% Pd-модифікований морденіт.

В області низьких температур 0 - 10 °C ефективність роботи обраних контактів різко знижується. Залежність кількості тритію, що не прореагував від часу роботи 2 % Pd-немодифікованого та Pd-модифікованого морденітів показано на рис. 1 і 2.

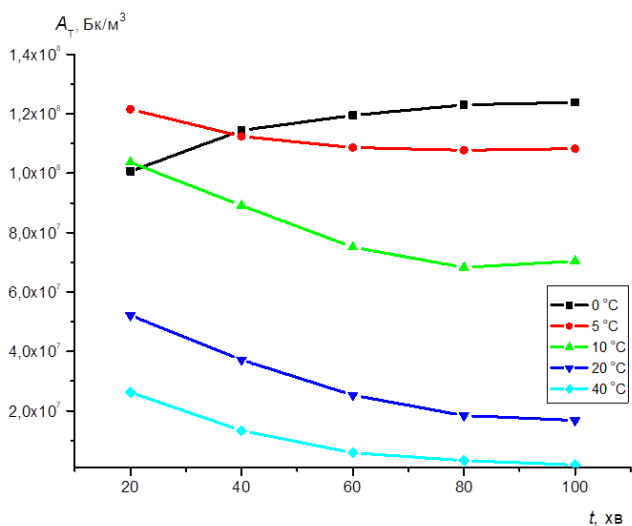


Рис. 1. Залежність об'ємної активності тритію від часу роботи 2 % Pd-номодифікованого морденіту.

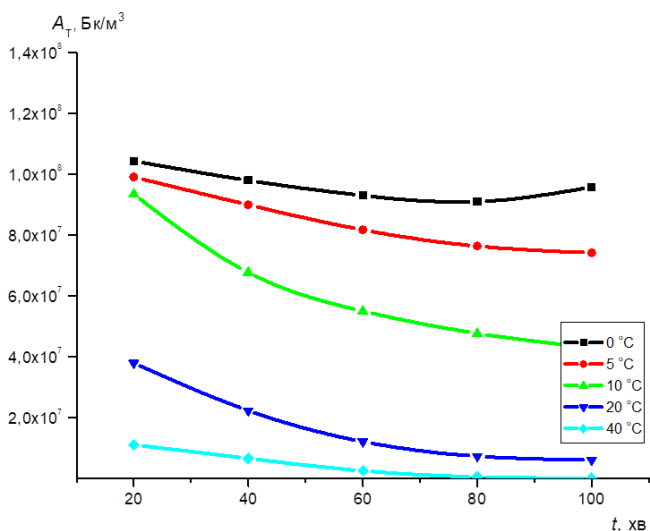


Рис. 2. Залежність об'ємної активності тритію від часу роботи 2 % Pd-модифікованого морденіту.

Кінетичне рівняння даної реакції можна представити як:

$$\frac{dA_T}{dt} = -K_{ef} C m_{кат},$$

де A_T – активність тритію в газовій фазі об'єму на поточний момент часу; K_{ef} – константа ефективної швидкості окиснення і поглинання тритію на каталізаторі-сорбенті; C – концентрація тритію в газовому середовищі; $m_{кат}$ – маса каталізатора-сорбента.

Отже, можна зробити висновок, що нанесення паладію практично не змінює адсорбційну ємність носія, що свідчить про те, що Pd розподіляється дуже тонким шаром на поверхні сорбенту, забезпечуючи високу каталітичну активність у даному процесі не знижуючи адсорбційної ємності. При температурах < 20 °C погіршуються каталітичні властивості каталізатора-сорбента.

1. Л.Ф. Беловодский, В.К. Гаевой, В.И. Гришмановский. *Тритий* (Москва: Энергоатомиздат, 1985) 247 с.
2. А.П. Александров. Перспективы развития атомной энергетики. В кн.: *Атомно-водородная энергетика и технология*. Вып. 1 (Москва: Атомиздат, 1978) 245 с.
3. Л.А. Кольцевой и др. Разработка контакта и режима его работы для катализаторов окисления водорода и адсорбции паров воды. В кн.: *Катализ и катализаторы* (К.: Наук. думка, 1980) с. 75.
4. І.М. Кріп та ін. Сорбційні матеріали для сорбції радіонуклідів у процесах переробки паливовмісних матеріалів об'єкта «Укриття». *Проблеми Чорнобиля* 11 (2002) 51.
5. О.Я. Коркуна та ін. Вплив модифікації на поверхневі та термічні властивості природних цеолітів. Зб. наук. праць ІХ конф. «Львівські хімічні читання - 2003». Львів, 21 - 23 травня 2003. с. А11.

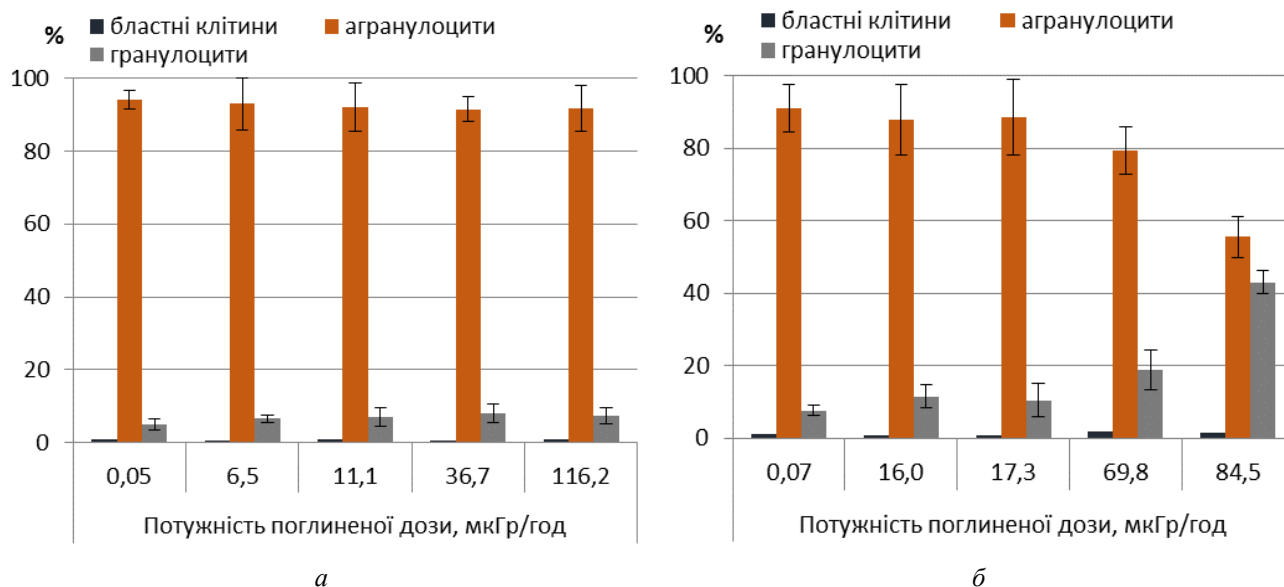
ГЕМАТОЛОГІЧНІ ПОКАЗНИКИ КРАСНОПІРКИ ТА КАРАСЯ СРІБЛЯСТОГО В УМОВАХ ТРИВАЛОГО РАДІОНУКЛІДНОГО ЗАБРУДНЕННЯ ВОДОЙМ

Н. А. Поморцева, Д. І. Гудков, О. Є. Каглян

Інститут гідробіології НАН України, Київ

Протягом 2019 - 2021 рр. досліджено реакції кровотворної системи краснопірки звичайної (*Scardinius erythrophthalmus* L.) і карася сріблястого (*Carassius gibelio* Bloch) у найбільш забруднених радіонуклідами водоймах Чорнобильської зони відчуження (ЧЗВ): озерах Вершина, Азбучин, Глибоке, Далеке, залишкових водоймах, що сформувалися в межах колишньої акваторії водойми-охолоджувача ЧАЕС після зниження рівня води та Янівському (Прип'ятському) затоні. Контрольними водоймами були озера у Київській області з фоновими рівнями радіонуклідного забруднення. Головними дозоутворювальними радіонуклідами для риб у водоймах ЧЗВ на даний час є ^{90}Sr і ^{137}Cs [1 - 3]. Потужність поглиненої дози (ППД) іонізуючого випромінювання для досліджених видів риб реєстрували в діапазоні 0,05 - 116,2 мкГр/год. Відомо, що 80 - 88 % загальної ППД у риб формується за рахунок зовнішніх джерел опромінення [4, 5]. При цьому серед досліджених видів найвищі дози зовнішнього опромінення отримує карась сріблястий, який веде придонний спосіб життя, а зимовий період може проводити занурюючись у донні відклади. Краснопірка отримує меншу зовнішню ППД, оскільки мешкає здебільшого у приповерхневому шарі водної товщі. Внутрішня ППД риб на 61 - 96 % може бути сформована ^{90}Sr , який інкорпорований у кісткових тканинах [6, 7]. Решта внутрішньої ППД обумовлена ^{137}Cs , який досить рівномірно розподіляється по різних органах і тканинах.

Лейкограма краснопірки і карася сріблястого мала виражений лімфоїдний характер. У краснопірки в діапазоні 0,05 - 116,2 мкГр/год не виявлено достовірної зміни співвідношення між окремими видами лейкоцитів, що можна пояснити порівняно резистентністю цього виду до хронічного опромінення в даному діапазоні доз або більш високими адаптаційними можливостями порівняно з іншими видами риб (рисунок). У карася сріблястого за дозового навантаження в діапазоні 0,07 - 87,2 мкГр/год реєстрували поступове збільшення кількості лімфоцитів. При підвищенні дози навантаження до 84,5 мкГр/год спостерігали пригнічення процесу лімфопоезу і активізацію гранулопоезу на відміну від поезу краснопірки.



а б
Показники лейкограми периферійної крові краснопірки (а) і карася сріблястого (б) за різної потужності поглиненої дози, % ($M \pm m$).

Аналіз лейкоцитів краснопірки показав зростання їхньої кількості у 1,2 раза з підвищенням ППД від 11,1 мкГр/год. При цьому в діапазоні доз 36,7 - 116,2 мкГр/год кількість лейкоцитів майже не змінювалась і коливалась в межах $111 - 112,8 \cdot 10^9/\text{л}$. У карася сріблястого спостерігали дещо іншу картину: до 69,8 мкГр/год виявляли лейкоцитоз, а при збільшенні дози навантаження до 84,5 мкГр/год спостерігали лейкопенію за рахунок лімфоцитів, що може призвести до зниження імунітету організму та зменшення популяції у водоймі.

Дослідженнями [8] було виявлено більшу стійкість еритроцитів риб до дії опромінення ніж лейкоцитів. Однак в умовах хронічного іонізуючого випромінювання еритроцити риб виявляють більшу вразливість, наслідком чого може бути пригнічення або навіть повне припинення еритропоезу [9, 10]. Крім того, накопичення ^{90}Sr в кістках обумовлює додаткове опромінення головних кровотворних органів риб, які розташовані впритул до осьового скелету риб. Установлено, що у досліджених видів риб якісний склад еритроцитів дещо відрізняється. Так, у краснопірки превалювали порушення з вакуолізованою цитоплазмою, у карася – з хроматінолізом, однак ми не виявили залежності їхньої кількості від поглиненої дози. При цьому у карася сріблястого реєстрували достовірну залежність від ППД для більшості морфологічних порушень, а саме – деформації ядра, вакуолізованої цитоплазми, мікроцитів, хроматінолізу, двоядерних еритроцитів, амітозу і двоядерних клітин. У краснопірки цих показників було дещо менше – деформації ядра, пікнозу, цитолізу, двоядерних еритроцити. На нашу думку, відсутність залежності підвищеного рівня морфологічних порушень від поглиненої потужності дози може бути пов'язано з підвищенням адаптаційних реакцій, що спрямовані на збереження генетичного гомеостазу, і може бути обумовлено клітинною кінетикою та іншими причинами.

Аналіз впливу ППД на показники морфологічних порушень еритроцитів дав змогу виявити, що в діапазоні 6,5 - 19,3 мкГр/год радіочутливість двох видів риб майже однакова і кількість деструктивних еритроцитів коливається в межах 12,8 - 13,9 %. За збільшенням ППД до 36,7 - 116,2 мкГр/год їхня радіочутливість відрізняється. У краснопірки найвищі показники морфологічних порушень реєстрували за ППД 36,7 мкГр/год, у карася – за максимальною ППД – 84,5 мкГр/год. Тобто, еритроцитарна ланка периферійної крові краснопірки виявилася більш чутлива до дії іонізуючого випромінювання, ніж карася сріблястого.

Таким чином, дослідження кровотворної системи краснопірки і карася сріблястого в умовах водойм ЧЗВ виявило однакову дозозалежну відповідь імунної системи двох видів риб на хронічне радіаційне опромінення, а саме – зміну загальної кількості лейкоцитів, перерозподіл гранулоцитів у лейкограмі, а також збільшення морфологічних порушень еритроцитів. Наслідками таких змін гематологічних показників риб може бути зниження імунного захисту організму, що в свою чергу призводитиме до гельмінтезації, бактеріальних і вірусних захворювань та до загального скорочення популяції представників їхтіофауни у водоймах.

Роботу виконано у співробітництві з державними спеціалізованими підприємствами «Екоцентр» і «Чорнобильська АЕС» Державного агенства України з управління зоною відчуження, а також за підтримки Національної академії наук України і Національного фонду досліджень України (проект № 2020.02/0264).

1. М.І. Кузьменко та ін. *Техногенні радіонукліди у прісноводних екосистемах* (К.: Наук. думка, 2010) 262 с.
2. Д.И. Гудков и др. Радиационная биология. Радиоэкология. 48(1) (2008) 48.
3. D.I. Gudkov et al. Hydrobiological Journal 44(5) (2008) 87.
4. A.Ye. Kaglyan et al. Hydrobiological Journal 55(5) (2019) 81.
5. O.Ye. Kaglyan et al. Radioprotection 44(5) (2009) 945.
6. O.C. Каглян та ін. Ядерна фізика та енергетика 13(3) (2012) 306.
7. O.C. Каглян та ін. Ядерна фізика та енергетика 22(1) (2021) 62.
8. E.A. Пряхин и др. Радиационная биология. Радиоэкология 52(6) (2012) 38.
9. J.K. Gong, C.A. Glomski, A.K. Bruce. Cell Blophys. 5 (1983) 143.
10. E.P. Cronkite et al. *Effects of Low-Level Radiation upon the Haemopoietic Stem Cell. Biological Effects of Low-Level Radiation* (Vienna, 1983) p. 483.

RADIOECOLOGICAL SCREENING OF SEDIMENTS OF THE MOUNTAIN SOURCES OF THE TISZA RIVER: LOCAL AND GLOBAL FACTORS

**N. I. Svatiuk¹, O. I. Symkanych², V. T. Maslyuk¹,
O. M. Pop¹, V. I. Roman¹, O. A. Tarnaj¹, M. V. Hoshovskyi¹**

¹ Institute of Electron Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Uzhgorod, Ukraine

² Uzhhorod National University, Uzhhorod, Ukraine

It is well known that radioecological monitoring is highly informative regarding the ecological state, the structure of terrestrial radioactivity by the content of not only chemical elements but also their isotopes, and the influence of both geochemical and technogenic indicators on the composition of environmental objects. Such data are obtained using nuclear-physical research methods in low-background experiments and can be used to establish geochemical indicators and identify pollution risks in the studied territories. Moreover, mountain areas are a natural obstacle to the movement of air currents. Therefore, they accumulate products of both global origin and technogenic human activity for a long time in significant adjacent territories.

The Carpathian Mountain ranges dominate in shaping the water and air regimes of the countries of Transcarpathia and Eastern and Central Europe. More than 9,000 rivers and streams flow on the territory of the Transcarpathia region. The largest of them is the Tisza, the left tributary of the Danube, formed by the confluence of the White and Black Tisza. The Tisza River deserves special attention for the following reasons: firstly, the Tisza River basin covers the entire territory of the Transcarpathia region; secondly, the combination of physical and geographical conditions with the size and types of anthropogenic load within different basin systems is ideal.

The subject of the study was bottom sediments sampled at fixed sampling points along the Tisza riverbed. This work presents the results of processing 12 samples related to the mountainous areas of the river's source. The bottom sediments of mountain rivers, and their chemical, microelement, and radionuclide composition are formed under the influence of meteorological and seasonal factors, as a result of soil washing of their banks, etc. The bottom sediments of the sources of mountain rivers have the same radioisotope composition as the original rocks of the catchment basin, and the imbalance in the genetic chains of isotopes of natural series is possible due to their exfoliation in water at the boundary of the phase distribution due to a significant specific surface [1].

Coordinates of sampling points, Fig. 1, *a* were determined using GPS navigation and fixed with marks installed on the shore. The distance between them was 3 - 7 km. The first point was near the river's source in a mountainous area (the village of Chorna Tisza), and the last – was near the Dilove village, near Rakhiv. The height difference for these sampling points above sea level was 300 m, Fig. 1, *b*). The proposed sampling scheme makes it possible to record the role of spatial and anthropogenic factors in forming radioecological indicators of the Tisza River water basin.

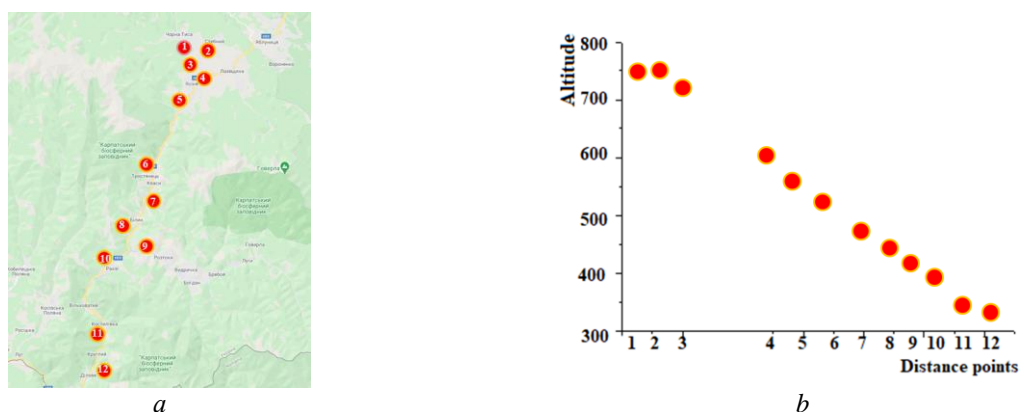


Fig. 1. Scheme of bottom sediment sampling of the sources of the Tisza River: *a* – geographical position, *b* – height of the sampling point above sea level.

The weight fraction of each silt mud sample (wet sample) was more than 1500 - 3000 g; sampling was carried out with the help of dredges. The samples were packed, transported, and stored in sealed packages. The packages contained all the information about the sampling conditions. Sample preparation for radio spectroscopic analysis was carried out according to [2].

The research was carried out on the ORTEC spectrometric complex with an HPGe detector of 150 cm³. The resolution was no worse than 2.1 keV (⁶⁰So), and the efficiency was 15 %.

Fig. 2 presents the data of multivariate cluster analysis. The obtained results make it possible to investigate the degree of correlational closeness for the studied sampling points along the Tisza riverbed and the role of latent factors in radiological clustering indicators of its sediments. Fig. 2, *a* gives data on the clustering or statistical proximity of sampling points by the content of radionuclides of the uranium/thorium series.

As can be seen, the analysis shows a significant identity or the degree of geochemical proximity of the mountainous areas of the Tisza riverbed from its source to the Yasinia village (points 2 - 5). The confluence of Black and White Tisza (point 7) disrupts this geographical identity, which is restored near point 8 (Bilyn village). The influence of anthropological factors, and the presence of numerous tributaries (see Fig. 2) affect both the content of isotopes – labels in silt samples, as well as the statistical characteristics of sampling points. Lower areas, points 9 - 12 have a lower degree of geochemical proximity, that is, larger values of linkage distances, which is explained by the collective effect of the influence of natural and artificial factors.

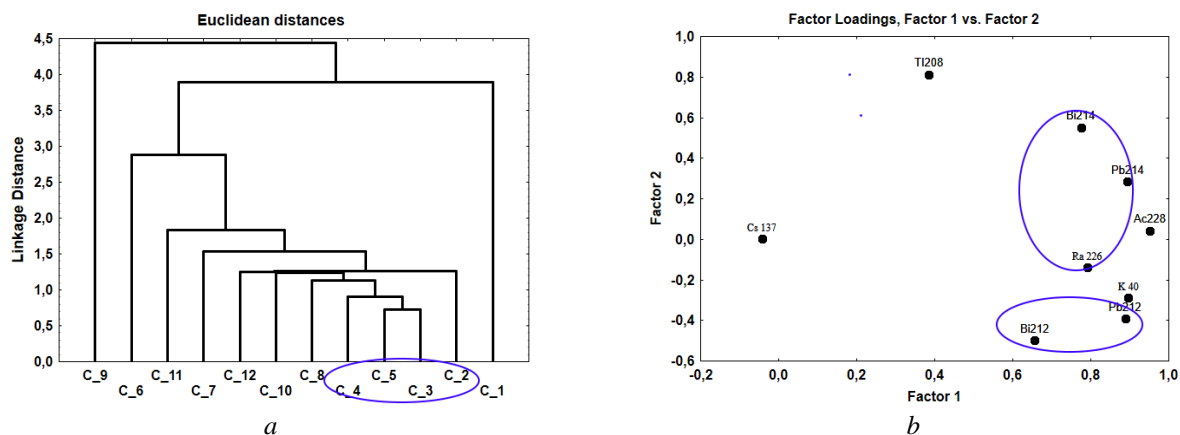


Fig. 2. The results of statistical analysis of radiological indicators of the Tisza River sediments.

Fig. 2, *b* shows the role of latent factors on the nature of statistical clustering of the content of radionuclides of natural and artificial origin. Thus, factor 1 may be responsible for the nuclear-physical properties of the studied isotopes of natural radioactive series and ^{40}K . As can be seen, such a grouping takes place separately for radionuclides-labels of the U and Th series. Moreover, there is a correlation between the contents of ^{40}K silt and isotopes of the Th series.

The obtained results show the importance of the obtained data for monitoring the quality of water resources and catchment areas of Transcarpathia, as well as studying the spatial features of the distribution and accumulation of radionuclides of natural and artificial origin in the Carpathian Mountain regions.

An open question is the influence of global factors in the particular meteorological or tectonic activity of mountains on the content of these indicators. To solve it and establish the seasonal characteristics of changes in the radiological indicators of silts, it is necessary to organize monitoring of the riverbed with periodic sample sampling, which can be solved only within the framework of a targeted European project.

1. Organization and monitoring of pollutants content in the bottom sediments of water objects: RD 52.24.609-2013. (Rostov-on-Don: Rosgidromet, 2013). 43 p.
2. N. Svatiuk et al. Radioecology of mountain beginnings of the Tisza River: Ukrainian part. In: [Book of Abstracts of the 10-th Jubilee International Conference on Radiation in Various Fields of Research \(RAD 2022\)](#). Herceg, Montenegro, 25 - 29 July 2022, p. 110.

БІОЛОГІЧНА ТА АНТАГОНІСТИЧНА АКТИВНІСТЬ МІКРОМІЦЕТІВ РОДУ *TRICHODERMA*, ВИДІЛЕНИХ З ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ

**Т. І. Тугай^{1,2}, А. В. Тугай^{2,1}, В. О. Желтоножський³, О. М. Юрьєва², Л. Т. Наконечна²,
Л. В. Садовніков³, Н. М. Сергійчук¹, О. Б. Поліщук⁴**

¹ Відкритий міжнародний університет розвитку людини «Україна», Київ, Україна

² Інститут мікробіології і вірусології ім. Д. К. Заболотного НАН України, Київ, Україна

³ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

⁴ Національний технічний університет України

«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, Україна

В останні десятиліття однією з найбільш досліджуваних територій, що зазнала антропогенного впливу є зона відчуження Чорнобильської атомної електростанції (ЧАЕС). За більш ніж 35 років після чорнобильської катастрофи накопичився великий обсяг даних у різних галузях біологічних наук, зокрема, в мікробіології і мікології. Було встановлено, що іонізуюче опромінення впливає на всіх рівнях організації мікологічних об'єктів від окремого організму на різних рівнях його організації: (організмовому, клітинному, молекулярному) до екосистеми в цілому.

Узагальнюючи дослідження останніх років можна зробити висновок, що за дії хронічного опромінення низької інтенсивності у мікроміцетів виявлено стимуляцію багатьох метаболічних процесів [1, 2].

У попередніх дослідженнях нами було встановлено, що у певних видів мікроміцетів, які були виділені із зони відчуження і зазнали дії хронічного опромінення підвищується їхня біологічна активність, а саме, збільшується швидкість росту, зростає активність антиоксидантних ферментів, активізується синтез антистресових пігментів – меланінів та каротиноїдів [3].

Установлена висока деградувальна активність штамів ряду видів *Aspergillus* та *Penicillium* по відношенню до субстратів, що містять термінальні залишки рамнози та галактози, виявлена їхня значна гідролітична активність [4].

Таким чином, експериментально доведено, що техногенно-забруднені території можуть бути джерелом нових продуцентів біотехнологічно важливих як ензимів, так і метаболітів небілкової природи.

Фітопатогенні мікроорганізми спричиняють значний вплив на сільськогосподарські культури, призводячи до суттєвої втрати врожаїв. У даний час зростає цікавість до пріоритетного використання виробниками сільськогосподарської продукції екологічних чистих засобів та препаратів у боротьбі з фітопатогенами. Одними з таких засобів можуть бути біологічно активні штами антагоністи фітопатогенних мікроскопічних грибів. Пошук активних штамів, дослідження їхньої біологічної активності і перспектива подальшого використання біопрепаратів на їхній основі є вкрай актуальним. Перспективною нішею для пошуку високоактивних штамів ґрунтових мікроміцетів є території зони відчуження ЧАЕС.

Мета роботи – виділити мікроміцети роду *Trichoderma* зі зразків ґрунту зони відчуження і визначити їхню швидкість росту і антагоністичну активність по відношенню до грибів фітопатогенів.

Методи. Для виконання роботи було відібрано зразки ґрунту з постійних досліджуваних стаціонарів у зоні відчуження. Охарактеризовано їхній радіонуклідний склад. Проведено виділення мікроміцетів з цих зразків. Виділено у чисту культуру штами роду *Trichoderma*. Досліджена їхня швидкість радіального росту на картопляно-агарозному агарі. Визначено антагоністичну активність цих штамів по відношенню до тест культур фітопатогенних грибів, які отримані з колекції культур Інституту мікробіології і вірусології НАН України.

Результати. Зі зразків ґрунту, відібраних у зоні відчуження було виділено три штами роду *Trichoderma*. Проведено визначення їхньої швидкості радіального росту як інтегрального показника їхньої біологічної активності. Саме здатність до швидкого росту, що притаманна роду *Trichoderma* є одним з можливих механізмів антагоністичної дії цих мікроміцетів і за даними літератури є в діапазоні від 0,4 до 0,7 мм/год [5]. Установлено, що швидкість радіального росту у досліджуваного штаму 3109 – становить 0,59 мм/год, у штаму 3111 – 0,57 мм/год і у 3317 – 0,61 мм/год. Отримані дані свідчать, що у досліджуваних штамів швидкість росту достатньо висока. Унаслідок чого ці штами *Trichodermaspp.* швидко колонізують субстрат, позбавляючи гриб-фітопатоген життєвого простору.

У подальших експериментах було визначено їхню антагоністичну активність по відношенню до трьох широко розповсюджених фітопатогенних грибів *Nectriainventa*, *Sclerotiniasclerotiorum* і *Rhizoctoniasolani*. Дані наведено в таблиці.

Вплив радіоактивності місць виділення штамів *Trichoderma* на її антагоністичну активність

<i>Trichodermaspp.</i>	Фітопатогени		
	<i>Nectriainventa</i> 3041	<i>Sclerotiniasclerotiorum</i> 16883	<i>Rhizoctoniasolani</i> 16036
3111	90 %	71 %	69 %
3117	86 %	95 %	56 %
3109	62 %	54 %	54 %

При вивченні антагоністичної активності трьох фітопатогенів проти трьох штамів *Trichodermaspp.* було виявлено найбільший відсоток пригнічення у *Nectriainventa* 3041 за впливу штаму *Trichodermaspp.* 3111, проте у фітопатогенів *Sclerotiniasclerotiorum* 16883 та *Rhizoctoniasolani* 16036 він був менший.

Але за впливу штаму *Trichodermaspp.* 3117 вже значний відсоток виявлено для *Sclerotiniasclerotiorum* 16883 та в меншій мірі для *Nectriainventa* 3041 та *Rhizoctoniasolani* 16036.

У штаму *Trichodermaspp.* 3109 було виявлено пригнічувальний вплив на фітопатогени, що у відсотковому відношенні мав такий характер: *Nectriainventa* 3041 – 62 %, *Sclerotiniasclerotiorum* 16883 та *Rhizoctoniasolani* 16036 по 54 % відповідно.

1. N.N. Zhdanova et al. Ionizing radiation attracts soil fungi. *Mycol. Res.* 108(9) (2004) 1089.
2. N.N. Zhdanova et al. The influence of ionizing radiation on spore germination and emergent hyphal growth response reactions of micro fungi. *Mycologia* 98(4) (2006) 521.
3. T.I. Tugay et al. Effects of ionizing radiation on the antioxidant system of microscopic fungi with radioadaptive properties found in the Chernobyl exclusion zone. *Health Physics – Radiation Safety Journal* 101(4) (2011) 375.
4. Н.В. Борзова та ін. Глікозидазна та протеолітична активність мікроміцетів, виділених з чорнобильської зони відчуження. *Мікробіол. журн.* 82(2) (2020) 51.
5. A. Zehra et al. Effect of different environmental conditions on growth and sporulation of some *Trichoderma* species. *Journal of Environmental Biology* 38(2) (2017) 197.

STUDY OF BANK VOLES INHABITING THE CHORNOBYL EXCLUSION ZONE: A NEW APPROACH

**E. Tukalenko^{1,4}, Z. Boratyński², A. Lavrinienko^{3,4}, T. Mappes⁴,
T. A. Mousseau⁵, A. Vasylenko⁴, P. C. Watts⁴**

¹ *Department of Radiobiology and Radioecology, Institute for Nuclear Research,
National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

² *BIOPOLIS/CIBIO-InBIO, Research Center in Biodiversity and Genetic Resources, University of Porto,
Porto, Portugal*

³ *Laboratory of Food Systems Biotechnology, Institute of Food, Nutrition and Health, Zürich, Switzerland*

⁴ *Department of Biological and Environmental Science, University of Jyväskylä, Jyväskylä, Finland*

⁵ *Department of Biological Sciences, University of South Carolina, Columbia, USA*

Notwithstanding the current strong radiation safety rules, there is a continuous inevitable risk of accidental release of radionuclides into the environment that would impact humans and wildlife. On April 26, 1986, an explosion and subsequent fire at the Chernobyl Nuclear Power Station (NPP) Unit 4 led to the release of more than 5200 Peta Becquerels of radionuclides over much (>200,000 km²) of Europe, mostly it's the eastern part. This accident, together with the accident at the Fukushima Daiichi NPP in 2011 (both cases were classified by the International Atomic Energy Agency as the most severe radiation accident level), revived public and scientific interest in the impacts of environmental radionuclides on natural ecosystems. The current serious situation on the Zaporizhzhia NPP in southeastern Ukraine (the largest nuclear power plant in Europe) provides some likelihood that we could face a nuclear accident again. Unthinkable, but the real probability of the use of a nuclear weapon during the current war conflict in Ukraine should be of high concern today.

Afterward the accident, the Chernobyl Exclusion Zone (CEZ) was established at a 30 km radius around the NPP site to limit human exposure to contamination. However, since that time biota has continued to be underexposure causing elevated levels of radioisotopes with long half-lives, notably ¹³⁷Cs, ⁹⁰Sr, and ²³⁹Pu (about 30, 29, and 24,100 years, respectively). A contaminated environment presents complex stressors that influence local wildlife and the CEZ is the best-studied model of the biological impact of exposure to radionuclides. The early severe impact of radiation exposure at extremely high dose rates was described for the nearest forest ecosystem (so-called "Red Forest"). The clear dramatic consequences included the death of coniferous trees, populations of small mammals, and soil-dwelling invertebrates. On the other hand, there is no scientific consensus about interpretations of later numerous wildlife studies of chronic low-dose radiation exposure on biota. For instance, the absence of genetic changes in small rodents as well as their diversity and abundance in highly contaminated areas, reported by Baker and co-workers, contradicts Goncharova's study where an increased frequency of chromosome aberrations was found. Reported by Møller and Mousseau significant abundance declination of invertebrates, large mammals, and birds with increasing contamination disagree with the results of other research teams. Thus, despite decades of wildlife studies in the CEZ, the consequences of exposure to environmental radionuclides on wildlife remain a source of controversy through the large number of species studied, the large dose range, and focusing on such different levels of organization: from molecules (e.g. DNA damage) till studies of the animal population. It goes without saying, habitat changes due to the initial impact of the accident, iterative flooding and forest fires, restricted anthropogenic influence, as well as animal migration flow could add lots of uncertainty to the observed results.

Our international research team has been working in the CEZ for about ten years. We use bank vole (*Myodes glareolus*) that inhabits deciduous and coniferous woodland and is a key species for forest ecosystems, which makes it an attractive indicator species for the health of ecosystems that may have been injured by anthropogenic disturbance. Perhaps, this muroid rodent is the best mammalian model to quantify the biological effects of exposure to environmental radiation because, firstly, wide abundance within and outside the CEZ and the high reproductibility of this animal; secondly, bank voles get radiation exposure in considerable absorbed doses due to eating contaminated foods and living within and on the soil surface. Also, as a small rodent, it has a relatively small home range, which is important given the mosaic of radionuclide contamination pattern within the CEZ, where high and relatively low contaminated locations can be separated by about ~ 1.5 km. On the other hand, if we consider a supposition about "Red Forest", the most contaminated area in the CEZ, as a population sink due to radiation exposure and/or ecological factors such as flooding or forest fires and given the reported dispersal abilities of bank voles (up to 1 km in a breeding season, according to Kozakevich), it could suggest continuous migration flow to this "black hole".

Anyway, the bank vole was one of the first mammals to recolonize the most contaminated area (“Red Forest”) after the radionuclides’ fallout. Since the accident, Chernobyl bank voles have been shown to harbor a slight but significant increase in amounts of chromosomal aberrations, mitochondrial DNA mutations, and cataracts in females, yet other work has found no signs of genotoxic stress.

In our research approach, we used replicate studies, sometimes with application full-factorial design for the origin of animals and treatment as well as trap-mark-recapture design. As dose-effect dependence is the cornerstone of radiobiology, we paid big attention to the estimation of absorbed doses. With the use of amplicon sequencing of bacterial 16S rRNA genes, we have shown that exposure to environmental radionuclides significantly alters gut [1] but not skin microbiome communities which are structured more by geography than the level of soil radionuclides [2]. Radiation-associated gut bacteria had distinct inferred functional profiles, including pathways involved in the degradation, assimilation, and transport of carbohydrates, xenobiotics biodegradation, and DNA repair. The influence of exposure to radionuclide contamination on the gut microbiota of several wild mouse species in habitats affected by the Chernobyl and Fukushima nuclear accidents was described [3]. In the other study [4] we quantified the expression of five central DNA damage response (DDR) genes in the livers of the bank vole that inhabited areas within the CEZ and also from control areas outside. We found a near two-fold upregulation in the DDR initiators in animals collected from the contaminated areas and the data suggest that antioxidant activity may be a key component of the defense against exposure caused by environmental contamination. This finding is in agreement with the results we got from isolated skin fibroblasts [5] where was shown that fibroblasts from animals inhabiting the CEZ had elevated antioxidant levels, lower sensitivity to apoptosis, and increased resistance against oxidative and DNA stresses. Also, we have shown that ionizing radiation alters telomere homeostasis in wild animal populations in tissue-specific ways [6] as well as imply that exposure to radionuclides is associated with altered mitochondrial dynamics, evident in the level of mtDNA and mtDNA damage and the level of activity in mitochondrial synthesis [7]. Also, at the population level, we tested the hypothesis that ecological mechanisms interact with ionizing radiation to affect natural populations of bank voles and show linear decreases in breeding success and abundance with increasing exposure levels that could be modified by the ecological factor (food supplementation) [8]. There are some of our incomplete (or still unpublished) studies of bank voles inhabiting the CEZ dedicated to metabolism (oxygen consumption, heart rate, body temperature, biological half-life of ¹³⁷Cs), oxidant balance, brain transcriptome, and neurogenesis, spontaneous and instrumental behavior, cataract development, immune system response, breeding success and survival, etc.

It is important to keep in mind the extreme eruptive population dynamics of the smallest rodent. Their regular periodic fluctuations known as multiannual population cycles could be another source of uncertainty to the study results done in the CEZ with the use of bank voles. It could be one of the reasons to explain debatable results were got, by different research teams. Sampling the same animal specie in the same place (e.g. “Red Forest”) but at different times does not mean that these bank voles are really the same. Theoretically, they could be local dwellers as well migrants from clean or less contaminated areas, as well as descendences of both. To have natural but more controlled experimental conditions we established four 0.8-hectare enclosures (each of them including four subenclosures of 0.2 hectares) in “Red Forest” and controlled areas. This new research tool will open a new approach for research that will address the questions about the health of bank vole populations and their adaptation and evolution in the contaminated environment.

1. A. Lavrinienko et al. *ISME J.* 12 (2018) 2801.
2. A. Lavrinienko et al. *Microbiome* 6 (2018) 209.
3. A. Lavrinienko et al. *Mol. Ecol.* 30 (2021) 3485.
4. T. Jernfors et al. *Front. Environ. Sci.* 5 (2018) 95.
5. V. Mustonen et al. *BMC Cell. Biol.* 19 (2018) 17.
6. J. Kesäniemi et al. *Sci. Rep.* 9 (2019) 850.
7. J. Kesäniemi et al. *Evol. Ecol.* 34 (2020) 163.
8. T. Mappes et al. *Ecosphere* 10 (2019) 4.

ВПЛИВ ОПРОМІНЕННЯ НА ГЕМАТОЛОГІЧНІ ПОКАЗНИКИ *MYODES GLAREOLUS*

О. Б. Ганжа, А. І. Липська, Н. К. Родіонова, Н. М. Рябченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Стан системи кістковомозкового кровотворення відображає загальний стан функціонування організму ссавців. Ця чутлива система швидко та чітко реагує на дію будь-яких чинників оточуючого середовища, серед яких іонізуючі випромінювання характеризуються, зазвичай, негативним впливом. Ефективність роботи системи кровообігу відіграє важливу роль в адаптаційних перебудовах функціонального стану організму, що відбуваються внаслідок впливу різноманітних стресових факторів. Одним із потужних стресорів є опромінення, вплив якого, перш за все, виявляється в реакції периферичної крові. Зміни гематологічних показників за впливу опромінення є діагностичними критеріями ступеня ураження та ефективності відновлення організму людини та тварин.

Об'єктом дослідження у даній роботі були особини нориці рудої (*Myodes glareolus* (Schreber, 1780)) з референтного дослідного полігону з природним (фоновим) радіаційним рівнем, розташованого у Київській області (Україна).

Для виявлення адаптаційних, резервних можливостей організму за реакцією кровотворної системи, чутливої до дії різних видів іонізуючого випромінювання, експериментальні тварини були тотально одноразово опромінені на апараті РУМ-17: поглинена доза становила 1,5 Гр. Досліджувані показники визначали в динаміці на 1-шу та 7-му добу після опромінення, що охоплюють як ранні зміни, так і швидкість процесів відновлення в організмі опромінених особин нориці рудої. Отримані результати оцінювали по відношенню до даних контрольної групи тварин.

Досліджено гематологічний профіль особин нориці рудої: визначено кількісні та якісні показники периферичної крові, проаналізовано лейкоцитарну формулу, визначено співвідношення окремих фракцій клітин лейкограми.

Підрахунок кількості клітин периферичної крові проводили в камері Горяєва. Лейкограми аналізували при світловій імерсійній мікроскопії в мазках, пофарбованих за Паппенгеймом, підраховуючи 200 клітин у препараті.

Умови проведення експерименту відповідали вимогам Закону України «Про захист тварин від жорсткого поводження».

При дослідженні відзначено, що лейкоцитарна формула в усіх тварин була типовою для мишоподібних гризунів і представлена такими клітинами: лімфоцити, нейтрофільні та еозинофільні гранулоцити, моноцити. Серед окремих лейкоцитарних фракцій у нориці рудої переважали лімфоцити, нейтрофільні гранулоцити були представлені паличкоядерними та сегментоядерними формами.

За кількісними параметрами суттєвої різниці у вмісті лейкоцитів у периферичній крові опромінених тварин виду *Myodes glareolus*, порівняно з контролем, не відмічено. Але виявлено зміни у співвідношенні окремих лейкоцитарних фракцій, зокрема нейтрофільних гранулоцитів. У опромінених тварин, порівняно з контролем, спостерігали збільшення вмісту сегментоядерних і паличкоядерних нейтрофілів (на 1-шу та 7-му добу) як за відсотковою, так і абсолютною кількістю. Більш суттєві зміни відбувались у фракції паличкоядерних нейтрофілів: збільшення їхньої кількості у 1,8 та 2,6 рази на 1-шу та 7-му добу після опромінення відповідно.

Збільшення кількості паличкоядерних нейтрофілів на фоні підвищення клітинності кісткового мозку, що спостерігали при підрахунку, свідчить про активацію процесів кістковомозкового кровотворення в опромінених тварин.

У тварин виду *Myodes glareolus* серед лімфоцитів відзначено, порівняно з контролем, збільшення частки великих форм, у тому числі великих гранульованих лімфоцитів, починаючи з 1-ї доби після опромінення. На 7-му добу відсоток великих форм лімфоцитів перевищував контрольне значення у 1,5 рази, тоді як відсоток великих гранульованих лімфоцитів збільшився у 8 разів. Відповідно спостерігали зміни у співвідношенні великі/малі лімфоцити, що збільшувалося порівняно з контролем: на 1-шу добу після опромінення – у 1,6 рази, а на 7-му добу – у 2 рази. Збільшення частки великих форм лімфоцитів за впливу опромінення, у тому числі великих гранульованих лімфоцитів, свідчить про відповідне підвищення адаптивних можливостей організму мишоподібних гризунів виду *Myodes glareolus*.

При підрахунку лейкоцитарної формули опромінених тварин спостерігали зміни моноцитів як за відсотковою, так і абсолютною кількістю, що досягала максимуму на 7-му добу спостереження: відбувалося збільшення відносно контролю у 2 та 2,4 рази відповідно. Зазначимо, що моноцити, які ви-

конують макрофагоцитарну функцію, беруть участь у регуляції та диференціації кровотворення і відповідають за початкову активацію імунної системи організму.

У периферичній крові опромінених особин нориці рудої виявлено зміни як відсоткового, так і абсолютного вмісту еозинофільних гранулоцитів. Відзначали збільшення кількості еозинофілів відносно контролю вже на 1-шу добу після опромінення, тоді як на 7-му добу значення цього показника перевищувало контрольне у 2 та 6 разів за відсотковим і кількісним вмістом відповідно. Відомо, що еозинофільні гранулоцити, крім макрофагоцитарної активності, мають протиалергійні та цитотоксичні властивості по відношенню до багатьох видів паразитів. Також встановлено, що підвищення вмісту еозинофілів у периферичній крові може свідчити про появу неспецифічної реакції організму у відповідь на дію подразника – стресора, зокрема опромінення.

Слід відзначити, що зміни співвідношення різних форм лімфоцитів та нейтрофільних гранулоцитів у периферичній крові опромінених особин нориці рудої можуть призводити до активації неспецифічної імунореактивності.

За більшістю основних показників червоної крові в опромінених тварин не виявлено значних змін порівняно з контролем. Найбільш суттєві зміни відзначено для вмісту гемоглобіну та гематокриту, значення яких на 1-шу добу після опромінення знижувались у 1,2 раза, але вже на 7-му добу відновлювалися до рівня контролю. Тобто для всіх визначених показників червоної крові спостерігали однакову закономірність: зниження на 1-шу добу після опромінення, тоді як на 7-му добу значення поверталися до контрольних. Це стосується, зокрема, кольорового показника та середнього вмісту гемоглобіну в еритроциті (аналог, але більш точний), що вказує на насиченість еритроцитів гемоглобіном та їхню функціональну здатність. Вищезазначене може свідчити про наявність процесів відновлення у периферичній крові тварин на 7-му добу після опромінення.

При дослідженні периферичної крові опромінених особин нориці рудої спостерігали зміни кількості тромбоцитів. На 1-шу добу після опромінення цей показник знизився майже у 1,5 раза порівняно з контролем, тоді як на 7-му добу відбувалося відновлення: підвищення у 1,2 раза порівняно з 1-ю добою. Аналогічні зміни відзначено і для тромбокриту. Водночас інші показники тромбоцитів – середній об'єм і коефіцієнт варіації об'єму – не зазнавали суттєвих змін внаслідок опромінення тварин. Зазначимо, що тромбоцити в організмі ссавців виконують дві основні функції: формування тромбоцитарного агрегату, що закриває місце ушкодження судини, та надання своєї поверхні для прискорення ключових реакцій згортання плазми. Однак згодом було встановлено, що тромбоцити також відіграють найважливішу роль у загоєнні та регенерації ушкоджених тканин: вони виділяють фактори росту, що стимулюють поділ і ріст клітин.

Таким чином, у результаті дослідження експериментальних тварин встановлено відмінності між контрольними та опроміненими особинами, що проявляються у перебудові кровотворної системи з підвищенням функції гранулоцитарного ряду кровотворення та В-фракції лімфоцитарного ланцюга периферичної крові. Це свідчить про активацію кісткомозкового кровотворення, наявність процесів відновлення у периферичній крові та підвищення адаптивних можливостей організму опромінених тварин виду *Myodes glareolus*.

ЩОДО МОЖЛИВОСТІ ВПРОВАДЖЕННЯ НЕЙТРОННОЇ ПУЧКОВОЇ ОНКОТЕРАПІЇ НА БАЗІ ПРИСКОРЮВАЧІВ ІНСТИТУТУ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ НАН УКРАЇНИ

О. К. Горпинич, І. П. Дряпаченко, О. А. Кушпій, В. В. Осташко,
О. М. Поворозник, Ю. С. Рознюк, А. Ф. Шаров

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У цій роботі автори розглядають об'єктивні умови, необхідність і можливості системної, результативної прикладної реалізації вже апробованих ними методик ядерно-фізичних досліджень на пучках прискорювачів для потреб клінічної медицини. Цей напрямок медико-біологічних досліджень і застосувань уже відносно давно відомий як ядерна медицина. Якщо погодитись, що все нове, часто-густо, добре забуте старе, то треба почати, хоча б стисло, із вже зробленого сорок років тому. За ініціативи і наполегливості доктора Віктора Лєтова на циклотроні У-120 була створена ділянка на виведеному пучку дейтронів для медико-біологічних досліджень із швидкими нейтронами. Нам, фізикам-«фундаменталістам», які вже мали на той час потік швидких нейтронів з енергією 15 МеВ, було запропоновано взяти участь у цих роботах з генерації і метрології потоку швидких нейтронів із вдвічі меншою середньою енергією і на порядок більшої інтенсивності. Це було зроблено за використання товстої, на повне поглинання дейтронів пучка, прискорених до енергії 13,6 МеВ, берилієвої мішені [1]. Були розпочаті медико-біологічні експерименти на зразках крові і тваринах, що спонукало, у свою чергу, подальшу оптимізацію ядерно-фізичної методики. Треба наголосити, що мова йшла про приєднання до світового резонансу в ядерній медицині того часу з використання нейтронів, а саме пучкової онкотерапії. Люди на межі опору страшному діагнозу готові були й на експериментальні методи боротьби за життя. За об'єктивних умов створення окремого медико-біологічного боксу на циклотроні У-120 із декількома супутніми приміщеннями та очолювання цих робіт професором Вадимом Чередниченком з Інституту раку та доктором фіз.-мат. наук Григорієм Ковалем ці роботи набули сталого алгоритму і дуже скоро привели до опромінення швидкими нейтронами хворих пацієнтів. До аварії на ЧАЕС у 1986 р., що «забрала» і фізиків, і медиків, було проведено на цьому медико-біологічному комплексі циклотрона У-120 більше 2000 сеансів роботи із швидкими нейтронами. Ця статистика включає шість сотень опромінених онкохворих різними видами раку – молочної залози, шкіри, легень. Питання відновлення цих робіт неодноразово піднімалося у фахових обговореннях у середовищі радіологів і медичних фізиків [2, 3].

Якщо не зовсім чемно оминати настійливий пошук фахівцями удосконалення засобів ядерної медицини за ці 30 років, то конкретно з нейтронами цей поступ вилився у бурхливий розвиток та використання бор-нейтрон захоплювальної терапії (БНЗТ). У 1932 р. – відкриття нейтрона Джеймсом Чедвіком; у 1935 р. Тейлор довів інтенсивне захоплення теплових нейтронів ядрами бора з наступним розвалом збудженого ядра на дві заряджені частинки; у 1936 р. Лочер висуває ідею використання нейтронів для лікування раку. У 1951 р. Вільям Світ запропонував і розпочав клінічні дослідження всіх пухлин головного мозку за методом БНЗТ з використанням теплових нейтронів ядерного реактора. У 1967 р., після дворічного стажування в лабораторії Вільяма Світа, у Японії розпочав клінічні дослідження і безпосереднє застосування БНЗТ Хіроші Хатанака з використанням колімованого потоку теплових нейтронів дослідницького реактора, де у підготовчий операційній здійснювалася трепанація черепа, видалення доступної частини пухлини та насичення її залишків бор-утримуючим препаратом з невідкладним розміщенням пацієнта в обраній геометрії поблизу коліматора потоку нейтронів. Третина пацієнтів через п'ять років після такої процедури лишалася живою, а через декілька років ця частка виросла до 50 %. Об'єктивна «вікова» необхідність зняття з експлуатації більшої частки дослідницьких реакторів ініціювала пошук джерел нейтронів з використанням прискорювачів. Виявилось, що найкращі перспективи БНЗТ пов'язані з отриманням нейтронів при бомбардуванні пучком протонів літєвої мішені – ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$.

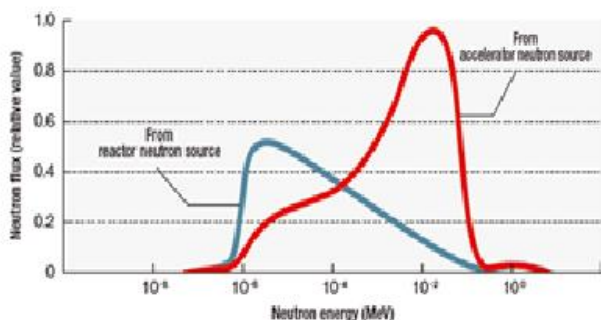


Рис. Спектр теплових і епітеплових нейтронів.

Поріг цієї реакції 1,88 МеВ. При енергії пучка протонів близько 2 МеВ утворюється потік так званих епітеплових нейтронів з енергією ± 10 кеВ. На рис. 1 синім кольором показано спектр реакторних теплових нейтронів, а червоним – спектр епітеплових нейтронів, отриманих на низькоенергетичному прискорювачі. Додаткова перевага «прискорювальних» епітеплових нейтронів у їхній більшій проникній спроможності у людське тіло для неінвазивного лікування онкологічних захворювань.

Сучасна географія застосування БНЗТ на прискорювачах доволі широка. Виділяються три центри – Японія, США і Новосибірський університет. Саме в двох останніх досягнуто рекордні на сьогодні характеристики потоку нейтронів, що обумовлено, вочевидь, скоординованими технологічними розробками низькоенергетичних прискорювачів протонів з максимальним струмом від 3 до 10 мА. На рис. 2 зображено БНЗТ-комплекс у США, а на рис. 3 – в Новосибірську.

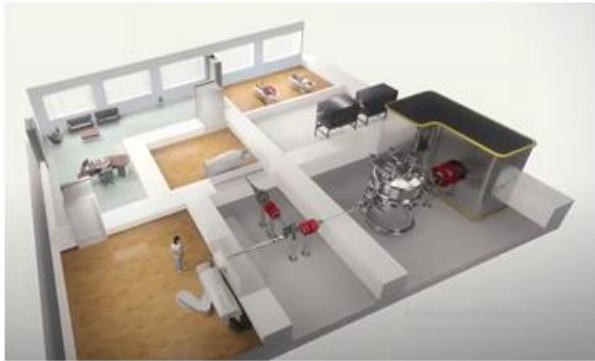


Рис. 2. Установка бор-нейтрон захоплювальної терапії в США.

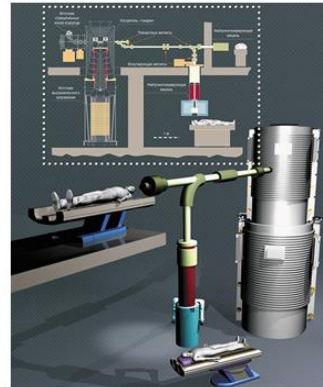


Рис. 3. БНЗТ-комплекс в Новосибірську.

Ми пропонуємо «відгукнутися» на запрошення американських колег щодо інвестиційного приєднання до спільних розробок і впровадження БНЗТ в Україні, який поза сумнівом міг би стати регіональним східноєвропейським центром розв'язання надважливої гуманітарної проблеми – лікування раку.

Інститут ядерних досліджень НАН України поза сумнівом має всі науково-технічні можливості та відповідну інфраструктуру для впровадження та супроводу таких робіт.

1. В.Н. Летов и др. Медицинская радиология 10 (1977) 34.
2. В.А. Черниченко и др. Медицинская радиология 4 (1988) 96.
3. Ю.П. Гриневич, І.П. Дряпаченко. Вісн. НАН України 10 (2005) 47.

МОДИФІКАЦІЯ ФІЗИКО-ХІМІЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТА ЦИТОТОКСИЧНОЇ АКТИВНОСТІ ДОКСОРУБІЦИНУ ЗА ДОПОМОГОЮ ОПРОМІНЕННЯ РОЗЧИННИКА

**М. А. Заболотний¹, Л. І. Асламова¹, Г. І. Довбешко², О. П. Гнатюк², В. Б. Неймаш²,
В. Ю. Поварчук², В. Е. Орел³, Д. Л. Колесник⁴, Л. М. Кіркільєвська⁵, Г. І. Соляник⁴**

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

² Інститут фізики НАН України, Київ, Україна

³ Національний інститут раку, Київ, Україна

⁴ Інститут експериментальної патології, онкології і радіобіології імені Р. Є. Кавецького, Київ, Україна

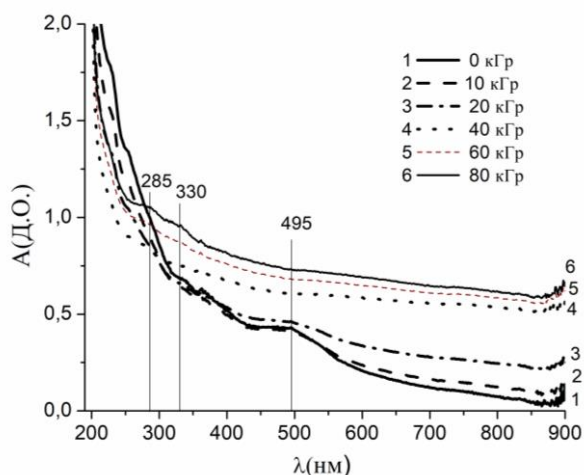
⁵ Київський медичний університет Української Асоціації народної медицини, Київ, Україна

Актуальність. Проблема стійкості до протимікробних препаратів є глобальною загрозою для здоров'я та розвитку людства. Для її вирішення потрібні невідкладні зусилля цілого ряду секторів та напрямів науки і технології. Зазначимо, що в 2020 р. ВООЗ назвала проблему стійкості до протимікробних препаратів однією з 10 глобальних загроз здоров'ю населення, що стоять перед людством. Практично всі протипухлинні препарати характеризуються низькою специфічністю їхньої протипухлинної активності. Це проявляється в тому, що різниця між дозою, необхідною для пригнічення пухлинного процесу, та дозою, що обумовлює значні ураження здорових органів і тканин організму, достатньо мала. Суттєво погіршує результати лікування онкологічних хворих існуюча або набута резистентність злоякісних пухлин до дії протипухлинних препаратів. Усі ці факти обумовлюють низьку ефективність протипухлинної медикаментозної терапії при лікуванні місцево-поширених і дисемінованих форм злоякісних новоутворень та ставлять питання щодо розробки шляхів її підвищення. Перспективним методом сенсibilізації протипухлинних препаратів є розробка технологій модифікації існуючих протипухлинних засобів на основі використання попереднього високоенергетичного опромінення розчинника.

Метою роботи є дослідження впливу високоенергетичного електронного опромінення фізіологічного розчину на фізико-хімічні властивості доксорубіцину та його цитотоксичність щодо пухлинних клітин для оцінки можливостей базових основ технології модифікації існуючих протипухлинних засобів.

Матеріали дослідження, експериментальна частина. Дослідження проводили з використанням протипухлинного препарату антрациклінового антибіотика доксорубіцину виробництва Sigma, США та «Pharmacia Italia SpA», Італія. Як розчинник використовували фізіологічний розчин (ФР) для інфузій у герметичних поліетиленових флаконах 200 мл. Розчини препаратів доксорубіцину виготовляли з порошку доксорубіцину та фізрозчину, доводячи концентрацію активного препарату до 5 мг/мл.

Опромінення водного розчину хлориду натрію (ФР) проводили електронами з енергією 1 МеВ на резонансному лінійному прискорювачі електронів «Аргус» (тривалість імпульсів – 3,3 мкс; частота імпульсів – 400 Гц) у лабораторії радіаційних технологій Інституту фізики НАН України. Середня густина струму пучка електронів становила 0,1 мкА/см², що відповідає густині потоку $6,25 \cdot 10^{11}$ см⁻²·с⁻¹. Значення поглинутої дози визначалися з розрахунку, що одному Грею відповідає флюенс $4,5 \cdot 10^9$ см⁻². Величина поглинутої дози опромінення (I) фізіологічним розчином становила від 4 до 80 кГр.



Спектри поглинання ($A(\lambda)$) при різних I.

Результати досліджень, аналіз. Результати опромінення ФР у видимій та УФ ділянці довжин хвиль (λ) ілюструють криві, представлені на рисунку.

Із наведених на рисунку даних видно, що неопромінений ФР має максимум поглинання в області 495 нм, інтенсивність якого зменшується у зразках після опромінення. Причому зі зростанням дози цей максимум повністю зникає, а в зразку з максимальною дозою опромінення з'являються два максимуми в області 285 та 330 нм. Така поведінка також може бути пояснена в рамках моделі бабстонів (бульбашок, стабілізованих йонами) та їхніх кластерів, виходячи з припущення про те, що максимум функції роз-

поділу бабстонів та кластерів із них за розмірами під дією опромінення зміщується в довгохвильову область. Наведене припущення корелює з фактом збільшення просторових розмірів бабстонів при зростанні концентрації іонів у ФР.

Дослідження показали, що опромінення високоенергетичними електронами ФР без додавання доксорубіцину обумовлює виражену цитотоксичну/цитостатичну його дію, ефективність якої залежить від терміну після опромінення. Так, виживаність пухлинних клітин карциноми легені Льюїс (LLC) у середовищі з додаванням ФР, опромінення якого проводилося за 1 міс до проведення культуральних досліджень, знижувалась більше, ніж на 80 % ($p < 0,001$). Через 4 міс після опромінення ФР його цитотоксичність зменшувалась, однак залишалася достатньо високою, обумовлюючи зменшення кількості живих клітин LLC на 26 % ($p < 0,01$).

Було встановлено, що опромінення високоенергетичними електронами ФР впливало на цитотоксичну/цитостатичну активність розчиненого в ньому доксорубіцину та посилювало його фармакологічну активність. Найбільш виражена модифікація цитотоксичної дії доксорубіцину фіксується в діапазоні низьких концентрацій препарату ($< 2,5$ мкМ).

Таким чином, отримані результати підтверджують можливість посилення цитотоксичної дії протипухлинних препаратів, що, зазвичай, корелює з посиленням протипухлинної їхньої активності опроміненням розчинника (класичним із яких є саме ФР) високоенергетичними електронами.

Висновки. 1. Величина поглинутої розчинником дози впливає на оптичні характеристики розчину і розчиненого в ньому доксорубіцину як у видимій, так і в інфрачервоній області. У діапазоні 190 - 300 нм поглинання розчину натрію хлориду спадає, у діапазоні 300 - 600 нм – зростає по відношенню до поглинання в неопроміненому розчині. Причиною цих процесів може бути розклад розчинника при опроміненні (190 - 300 нм) і поява радикалів та кластерів різного типу і розмірів, що призводить до збільшення розсіяння в довгохвильовій області спектра. Поведінка спектрів доксорубіцину, розчиненого в опроміненні розчинах, має інші складні особливості, які теж залежать від поглинутої дози. Інфрачервоні спектри доповнюють цю інформацію, вказуючи на утворення численних нових водневих зав'язків у розчині доксорубіцину, приготовленому в опроміненому розчині натрію хлориду при дії іонізуючого випромінювання, причому зміни в спектрах виявилися найбільшими при опроміненні дозою 10 кГр.

2. Дослідження фармакологічної активності доксорубіцину, проведене з використанням лінії клітин LLC, показало, що попереднє опромінення високоенергетичними електронами при поглинутій дозі 40 кГр розчину ФР перед розчиненням у ньому доксорубіцину призводить до посилення цитотоксичної/цитостатичної дії доксорубіцину, найбільш вираженого при відносно низьких концентраціях. Кількість живих клітин LLC під впливом доксорубіцину в опроміненому розчиннику при концентраціях менших за 2,5 мкМ зменшилась на 15 % у порівнянні з відповідним показником при дії доксорубіцину без опромінення розчинника.

СТАН КЛІТИННОГО ІМУНІТЕТУ ПРАЦІВНИКІВ ДСП «ЧАЕС» ПІД ЧАС РОСІЙСЬКОЇ ОКУПАЦІЇ ТА УЧАСНИКІВ ЛІКВІДАЦІЇ НАСЛІДКІВ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ КАТАСТРОФИ

Л. М. Зварич, В. В. Панченко, Н. А. Голярик, Д. А. Бази́ка

ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

Мета. Оцінити стан клітинної ланки імунної системи у працівників ДСП «ЧАЕС», які працювали в умовах безперервної понаднормової праці під час російської окупації та в учасників ліквідації наслідків аварії на ЧАЕС.

Матеріали та методи. Проведено дослідження 149 осіб за період 2018 - 2022 рр., які проходили комплексне обстеження у клінічних відділеннях та у поліклініці радіаційного реєстру ННЦРМ за програмою Клініко-епідеміологічного реєстру. Основна група (ОГ) – 40 працівників ДСП «ЧАЕС», що перебували на ЧАЕС під час російської окупації: 19 жінок, віком 32 - 61 роки та 21 чоловік, віком 25 - 63 роки. Група порівняння (ГП) – 61 колишній працівник ДСП «ЧАЕС», які брали участь у ліквідації наслідків Чорнобильської катастрофи: 27 жінок, віком 47 - 67 років та 34 чоловіка, віком 48 - 67 років. Контрольна група (КГ) – 48 осіб, які не працювали на ДСП «ЧАЕС», не бали участі в ліквідації наслідків аварії на ЧАЕС та не мешкали на радіоактивно забруднених територіях. До КГ увійшли 26 жінок, віком 28 - 64 роки та 22 чоловіка, віком 37 - 60 років. Експресію диференційних та активіційних антигенів лейкоцитів периферичної крові визначали методом проточної цитофлуориметрії з використанням проточного цитометра FASC Lyric (Becton Dickinson, США) та набору моноклональних антитіл Simultest IMK Plus (Becton Dickinson, США). Статистичний аналіз проводили за допомогою програмного забезпечення Statistica 8.0 StatSoft. Inc. 1998 - 2007 рр. Нормальність розподілу кількісних перемінних визначали за допомогою критерію Колмогорова - Смірнова. Для порівняння показників, що характеризувалися нормальним розподілом, застосували t-критерій Стьюдента для незалежних вибірок з поправкою Бонферроні, а також непараметричний ранговий аналіз варіацій за Краскелом - Уолісом і медіанний тест з попарним порівнянням середніх рангів для усіх груп. Перевірку нульових гіпотез провели на рівні значущості $p \leq 0,05$.

Результати. За результатами досліджень субпопуляційного складу лейкоцитів периферичної крові жінок з ОГ виявлено тенденцію до зростання відносної кількості $CD45^{+}14^{+}$ моноцитів ($7,17 \pm 1,68$), $CD19^{+}$ В-лімфоцитів ($9,37 \pm 3,29$) та статистично значуще підвищення вмісту $CD3^{+}16^{+}56^{+}$ цитотоксичних Т-лімфоцитів (ЦТЛ) ($8,13 \pm 4,08$, $p < 0,05$) порівняно з показниками у жінок з КГ ($5,52 \pm 1,81$), ($7,07 \pm 2,07$) та ($4,71 \pm 2,42$) відповідно. Спостерігалось статистично значуще зниження відносної кількості $CD45^{+}14^{-}$ лімфоцитів ($28,21 \pm 4,66$, $p < 0,001$ та $p < 0,05$) відносно показника у жінок з ГП ($37,20 \pm 6,35$) і КГ ($34,59 \pm 5,56$). Відзначено зниження показника $CD3^{+}16^{+}56^{+}$ натуральних кілерів (НК) ($5,28 \pm 2,80$) порівняно з показником у жінок з КГ ($8,29 \pm 2,92$) без статистичної значущості.

У жінок з ГП виявлено статистично значуще підвищення відносної кількості $CD45^{+}14^{+}$ моноцитів ($7,48 \pm 2,42$, $p < 0,05$) порівняно з показником у жінок з КГ ($5,52 \pm 1,81$). Разом із підвищенням вмісту $CD19^{+}$ В лімфоцитів ($9,95 \pm 4,52$) порівняно з показником у жінок з КГ ($7,07 \pm 2,07$), відзначено статистично значуще зниження HLA-DR⁺ В-лімфоцитів ($7,32 \pm 3,03$, $p < 0,001$ і $p < 0,01$) відносно показника у жінок з КГ ($13,19 \pm 3,58$) та ОГ ($11,53 \pm 3,28$). Окрім того виявлено статистично значуще зниження $CD4^{+}25^{+}$ Т-лімфоцитів ($0,89 \pm 0,48$, $p < 0,001$) порівняно з показниками у жінок з КГ ($3,71 \pm 2,61$) та ОГ ($4,35 \pm 1,39$). Як і у жінок з ОГ, спостерігалось статистично значуще зниження відносної кількості $CD3^{+}16^{+}56^{+}$ НК ($5,26 \pm 4,01$, $p < 0,05$) порівняно з показником у жінок з КГ ($8,29 \pm 2,92$).

У чоловіків з ОГ виявлено статистично значуще зростання відносної кількості $CD45^{+}14^{+}$ моноцитів ($8,26 \pm 1,81$, $p < 0,05$) порівняно з показником у чоловіків з КГ ($6,11 \pm 2,15$). Спостерігалось статистично значуще зниження вмісту $CD45^{+}14^{-}$ гранулоцитів ($52,07 \pm 8,07$, $p < 0,05$) і $CD8^{+}$ Т-лімфоцитів ($23,50 \pm 7,99$, $p < 0,05$) порівняно з показниками у чоловіків з ГП ($60,51 \pm 9,52$) та ($30,55 \pm 8,45$) відповідно. Відзначено тенденцію до зниження $CD3^{+}16^{+}56^{+}$ НК ($4,37 \pm 2,38$) порівняно з показником у чоловіків з КГ ($9,62 \pm 4,03$). При порівнянні субпопуляційної організації лейкоцитів периферичної крові між жінками та чоловіками з ОГ, у чоловіків виявлено тенденцію до підвищення відносної кількості $CD45^{+}14^{-}$ лімфоцитів ($32,9 \pm 6,78$) і $CD45^{+}14^{+}$ моноцитів ($8,26 \pm 1,81$) разом із зниженням $CD45^{+}14^{-}$ гранулоцитів ($52,07 \pm 8,07$) порівняно з жінками ($28,21 \pm 4,66$), ($7,17 \pm 1,68$) та ($57,06 \pm 6,88$) відповідно. Крім того, спостерігалось зниження відносної кількості $CD3^{+}$ Т-лімфоцитів ($63,76 \pm 9,86$, $p < 0,05$), $CD4^{+}$ Т-лімфоцитів ($36,46 \pm 10,84$), значення імунорегуляторного індексу ($1,46 \pm 0,59$) та $CD4^{+}25^{+}$ Т-лімфоцитів ($2,80 \pm 1,69$) порівняно з показниками у жінок з ОГ ($72,15 \pm 7,27$), ($43,93 \pm 8,88$), ($1,85 \pm 0,45$) та ($4,35 \pm 1,39$) відповідно.

У чоловіків з ГП визначено статистично значуще збільшення відносної кількості CD45⁺14⁺ моноцитів ($8,43 \pm 2,73$, $p < 0,01$) і CD8⁺ Т-лімфоцитів ($30,55 \pm 8,45$, $p < 0,01$), зниження імунорегуляторного індексу ($1,38 \pm 0,56$, $p < 0,05$) та вмісту CD4⁺25⁺ Т-лімфоцитів ($1,19 \pm 0,73$, $p < 0,01$) порівняно з показниками у чоловіків з КГ ($6,11 \pm 2,15$), ($23,63 \pm 3,83$), ($1,75 \pm 0,33$), ($2,50 \pm 1,14$) відповідно та з показником CD4⁺25⁺ Т-лімфоцитів у чоловіків з ОГ ($2,80 \pm 1,69$). Спостерігалася тенденція до зниження відносної кількості HLA-DR⁺ В-лімфоцитів ($7,78 \pm 3,39$) відносно показника у чоловіків з ОГ ($12,66 \pm 4,39$).

Також, у чоловіків з ГП підвищена відносна кількість CD45⁺14⁻ гранулоцитів ($60,51 \pm 9,52$) та CD3⁺16⁺56⁺ НК ($8,72 \pm 6,78$) порівняно з показниками у жінок з ГП ($55,24 \pm 7,41$) і ($5,26 \pm 4,01$) відповідно.

Статистично значущих розбіжностей між показниками відносної кількості субпопуляцій лейкоцитів периферичної крові між чоловіками та жінками з КГ не встановлено.

Висновки. Отримані результати досліджень свідчать про відмінності імунного статусу як залежно від наявності стресорних факторів, так і від статі. Субпопуляційний склад лейкоцитів жінок з ОГ характеризувався збільшенням відносної кількості CD19⁺ В-лімфоцитів, CD3⁺16⁺56⁺ ЦТЛ на фоні зниження загальної кількості CD45⁺14⁻ лімфоцитів та CD3⁺16⁺56⁺ НК. У периферичній крові чоловіків з ОГ знижений вміст CD3⁺16⁺56⁺ НК, як і у жінок, та CD8⁺ Т-лімфоцитів і CD45⁺14⁻ гранулоцитів. У порівнянні з жінками з ОГ, у чоловіків знижені показники Т-клітинної ланки, незважаючи на вищий вміст CD45⁺14⁻ лімфоцитів. Підвищення відносної кількості CD19⁺ В-лімфоцитів та зниження CD3⁺16⁺56⁺ НК зафіксовано також і у жінок з ГП, а також зниження показника HLA-DR⁺ В-лімфоцитів. У Т-клітинній ланці чоловіків з ГП також наявні зміни, що вказують на ймовірність розвитку порушень імунної відповіді. На відміну від жінок з ГП, у чоловіків підвищена кількість CD45⁺CD14⁻ гранулоцитів та CD3⁺CD16⁺56⁺ НК. Як для осіб ОГ, так і ГП характерно підвищення вмісту CD45⁺CD14⁺ моноцитів. Збільшення відносної кількості CD19⁺ В-лімфоцитів може сприяти затяжним запальним процесам при розвитку інфекційних чи хронічних захворювань. А зменшення вмісту HLA-DR⁺ В-лімфоцитів у жінок з ГП нижче норми вказує на зниження ефективності презентації антигенів. Підвищення ЦТЛ разом зі зниженням НК імовірно вказує на наявність компенсаторного механізму клітинно-опосередкованої цитотоксичності у жінок обох груп дослідження, у той час як у чоловіків з ОГ та ГП зростає ймовірність пригнічення імунної відповіді та розвиток імунологічної толерантності до чужорідних антигенів. Зростання відносної кількості CD45⁺CD14⁺ моноцитів можна розглядати як ще один компенсаторний механізм, що опосередковує превалювання неспецифічної імунної відповіді над специфічною.

Хоча показники в осіб ОГ знаходяться у межах вікових норм, крім CD3⁺CD16⁺56⁺ НК, що дещо знижений, виявлені відмінності від показників КГ та ГП указують на реакцію імунної системи у відповідь на комбіновану дію стресорних чинників (нестача сну, понаднормова праця, голодування, спрага, загострення хронічних хвороб, інфекційні захворювання, психологічний і фізичний тиск з боку окупантів, та радіаційний фактор), що діяли на організм працівників ДСП «ЧАЕС» під час окупації.

Зміни, виявлені у колишніх працівників ДСП «ЧАЕС», що брали участь у ліквідації наслідків Чорнобильської катастрофи, зумовлені як порушеннями системи гематопоезу, внаслідок дії іонізуючого випромінювання, так і процесами фізіологічного старіння, розвитком вік-асоційованих захворювань та впливом негативних факторів зовнішнього середовища, що діють на організм людини протягом її життя. Подібність змін у клітинній ланці імунної системи в обох досліджуваних груп може вказувати на наявність спільних факторів, що впливали та впливають на її функціонування. Подальший моніторинг імунного статусу осіб груп дослідження допоможе встановити ступінь відновлення імунологічної реактивності та ефективності імунної відповіді у майбутньому, що сприятиме профілактиці та вчасній діагностиці розвитку патологічних процесів в організмі людини.

МОДИФІКАЦІЯ ОПРОМІНЕННЯМ ПУХЛИНО-ІНДУКОВАНОГО ЕФЕКТУ СВІДКА ПРИ КУЛЬТИВУВАННІ КЛІТИН КРОВІ ХВОРИХ НА ХРОНІЧНИЙ ЛІМФОЛЕЙКОЗ ІЗ ЛІМФОЦИТАМИ ЗДОРОВИХ ОСІБ

Д. А. Курінний¹, М. Г. Романенко², О. М. Демченко¹, С. Р. Рушковський²

¹ Національний науковий центр радіаційної медицини Національної академії медичних наук України, Київ, Україна

² Навчально-науковий центр «Інститут біології та медицини» Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

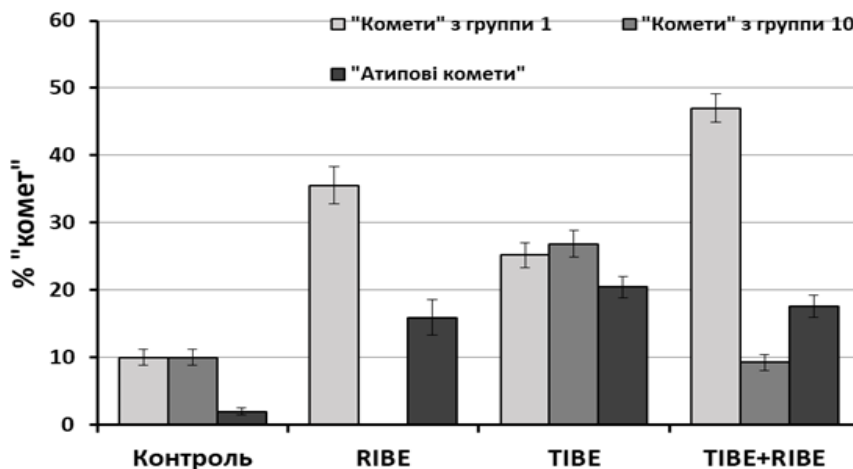
Клітини, що зазнали пошкоджень, здатні індукувати різноманітні біологічні зміни в нормальних клітинах, які контактують з ними в єдиному оточенні безпосередньо або знаходячись на значній відстані від них. Даний феномен міжклітинних взаємодій отримав назву ефекту свідка (bystander effect). До його розвитку призводить вплив різних видів іонізуючого та неіонізуючого випромінювання, генотоксичних органічних сполук, іонів важких металів, наночастинок, високих температур та інших стрес-факторів [1 - 4].

Подібне явище, що спостерігається при впливі малігнізованих клітин на нетрансформовані, отримало назву пухлино-індукованого ефекту свідка (tumor-induced bystander effect – TIBE). Його пов'язують з посиленням синтезу і викидом у міжклітинний простір цитокінів, генерацією вільних радикалів (у тому числі пероксидних) вторинних стрес-месенджерів (NO) та різноманітних некодуєчих РНК, що є характерним процесом для клітин злоякісних новоутворень. Вважають, що TIBE може бути однією з причин розвитку вторинних злоякісних новоутворень у онкологічних хворих, а також суттєво впливати на розвиток побічних ефектів протипухлинної терапії.

У роботі досліджували пухлино-індукований ефект свідка, викликаний впливом клітин крові хворих на хронічний лімфолейкоз (ХЛЛ), на нетрансформовані клітини-свідки (лімфоцити периферичної крові (ЛПК) умовно здорових осіб) та можливість його модифікації під впливом опромінення.

Було проведено спільно-роздільне культивування зразків крові умовно здорових волонтерів та хворих на ХЛЛ за розробленою нами методикою. За допомогою методу Comet assay оцінювали відносний рівень пошкодження ДНК та частоту клітин у стані апоптозу (атипові «комети»).

Установлено статистично значуще зростання ($p < 0,001$) рівня пошкоджень ДНК у культурах ЛПК умовно здорових осіб, після спільно-роздільного культивування з трансформованими клітинами хворих на ХЛЛ. Після опромінення було відмічено падіння рівня клітин з високим ступенем пошкоджень ДНК, що відбулося за рахунок зростання частоти клітин, що затрималися в поділі на S стадії клітинного циклу (рисунк). Зростання апоптичної активності в культурах клітин-свідків було відзначено в усіх варіантах експерименту ($p < 0,001$).



Частоти «комет», що відповідають клітинам на S стадії клітинного циклу (група 1), клітинам з високим рівнем розривів ДНК (група 10) та клітинам у стані апоптозу («атипові комети») при прояві ефекту «свідка» різного генезу (RIBE – радіаційно індукований ефект «свідка», TIBE – ефект «свідка», індукований клітинами хворих на ХЛЛ, RIBE+TIBE – ефект «свідка», індукований опроміненними клітинами хворих на ХЛЛ).

Таким чином, вплив опромінених клітин крові хворих на ХЛЛ призводить до посилення маніфестації ефекту свідка в ЛПК умовно здорових осіб.

1. Z. Eftekhari, R. Fardid. *J. Biomed. Phys. Eng.* 10 (2020) 111.
2. M. Widel. *Postepy Hig. Med. Dosw.* 66 (2012) 828.
3. S. Navaki. *Cancer Lett.* 356 (2015) 43.
4. A. Heeran, H. Berrigan, J. O'Sullivan. *Radiat. Res.* 192 (2019) 668.

СУЧАСНИЙ СТАН ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОБЛЕМИ РАДІАЦІЙНОГО ЗАХИСТУ НЕЛЮДСЬКОЇ БІОТИ

В. В. Павловський, І. П. Дрозд

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Сучасна радіобіологія розглядає широкий перелік проблем. Однією з найважливіших є радіаційний захист живих організмів, у першу чергу людини. Вихід даної проблеми на перший план пов'язують з активним використанням атомної енергії у промислових та військових цілях, починаючи з 1945 р. (ядерні бомбардування японських міст та подальші широкомасштабні випробування атомної зброї). Після заборони випробувань ядерної зброї актуальність радіобіологічних досліджень була зумовлена розвитком атомної енергетики та широкого використання джерел іонізуючого випромінювання у господарській діяльності.

У 2007 р. експертна група МАГАТЕ оприлюднила звіт, в якому вказала на існуючі наукові питання та можливі майбутні проблеми у галузі радіаційного захисту. Вона виділила перелік основних проблем, до яких належали, наприклад: немішенні радіобіологічні ефекти; індивідуальна радіочутливість організмів до опромінення; епідіміологія радіоіндукованих захворювань; радіаційний захист довкілля. Основним висновком, який зробило агентство, була необхідність використовувати наявні та майбутні дані радіобіологічних досліджень з метою вдосконалення існуючих методик впровадження концепції радіаційного захисту [1].

Наразі ми отримуємо дані досліджень, пов'язаних із тривалим спостереженням за наслідками опромінення живих організмів у результаті викиду радіоактивних речовин у навколишнє середовище, зокрема вивчення генетичних порушень у осіб, які зазнали безпосереднього радіаційного впливу внаслідок аварії на ЧАЕС, та їхніх нащадків. Дослідники зазначають, що порушення геному у цих категорій населення носять системний характер, що вказує на необхідність продовження такого типу досліджень у майбутньому з використанням новітніх методик [2]. Понад 30 років, що минули після Чорнобильської катастрофи, дослідники вивчають вплив радіоактивного забруднення довкілля на різні органи та системи організму, зокрема на бронхолегеневу систему. Як зазначають вчені, надходження у довкілля ядерного палива було однією з особливостей аварії, що мало значний негативний ефект саме для органів дихання людини [3]. Особливо слід звернути увагу на дослідження, що стосуються впливу іонізуючих випромінювань на виникнення серцево-судинних захворювань. Результати свідчать, що дана проблема потребує подальшого вивчення [4].

Однак, крім вивчення впливу радіонуклідного забруднення безпосередньо на людину, досліджують також вплив на різноманітні види нелюдської біоти. Щури та миші традиційно є одними з найбільш розповсюджених піддослідних тварин. Лабораторні досліди включають, наприклад, вивчення впливу іонізуючої радіації на серцево-судинну систему тварин, що показують наявність впливу опромінення на розвиток патологічних процесів, що в подальшому призводять до негативних змін регуляції кровообігу [5]. Проводять також вивчення впливу випромінювання на систему кровотворення щурів, зважаючи на її високу радіочутливість [6]. Важливим є те, що результати радіобіологічних досліджень на тваринах використовують для удосконалення існуючих методів радіаційного захисту людини.

Водночас, обсяг наукових публікацій, присвячених дослідженню радіаційного захисту навколишнього природного середовища, є дещо обмеженим, особливо у порівнянні з існуючою інформацією щодо захисту людини. Серед робіт, що стосуються екологічної складової вивчення дії іонізуючої радіації, слід виділити низку публікацій Міжнародної комісії з радіаційного захисту (МКРЗ). На початку XXI ст., зважаючи на активний розвиток природоохоронної діяльності, МКРЗ почала приділяти активну увагу даному питанню. Результатом цього стала поява низки публікацій, що послідовно розвивали концепцію радіаційного захисту флори та фауни, надаючи методичні рекомендації щодо створення єдиного підходу в дослідженні цієї проблеми. Вказані роботи МКРЗ складаються з основних, що безпосередньо стосуються удосконалення методик досліджень впливу іонізуючого випромінювання на нелюдську біоту, та допоміжних, що містять необхідні супровідні дані. Загалом, нами було перекладено з мови оригіналу та проаналізовано 8 публікацій МКРЗ.

Першою з цього переліку була доповідь МКРЗ 91 «Основа для оцінки впливу іонізуючого випромінювання на нелюдські види». У даній роботі було запропоновано структуру впровадження належного захисту флори та фауни, що базувалася б на наукових та етично-філософських принципах. Вона мала заповнити існуючу концептуальну прогалину в системі радіологічного захисту, гармонізуючи

захист біологічних об'єктів навколишнього середовища з існуючими підходами до захисту людини. Основною метою було створення практичного інструментарію для забезпечення більш фундаментального розуміння взаємозв'язків між дозами іонізуючого випромінювання та відповідними ефектами. Дана публікація носила загальний характер, малося на увазі, що наступні роботи будуть включати певні практичні рекомендації.

Такою стала публікація 108 «Охорона навколишнього середовища: поняття та використання еталонних тварин і рослин». У ній комісія зазначала, що необхідно досягти такого рівня захисту довкілля, коли негативні наслідки радіаційного забруднення мали б незначний вплив на ключові показники біотичних угруповань: біологічне різноманіття, збереження здоров'я окремих видів та нормального стану функціонування середовищ існування. Взаємозв'язки дози, ефектів та наслідків впливу було покладено в основу майбутньої системи управління екологічним ризиком для ситуацій опромінення біоти. Для проведення паралелей з існуючою системою захисту людини було введено перелік еталонних рослин і тварин та вказано основні дані, що стосувалися процесу опромінення їх у природному середовищі. Як джерела використовували весь обсяг наявної на той момент інформації щодо радіобіології відповідних видів. Додатково вказували також необхідні дані щодо дозиметричного супроводу відповідних досліджень.

Наступним кроком стала публікація 114 «Охорона навколишнього середовища: параметри передачі для еталонних тварин і рослин». Дана робота описувала основні відомості про акумуляцію радіоактивних речовин в еталонних видах нелюдської біоти та зосереджувалася на основних підходах до моделювання перенесення радіонуклідів між живими організмами та середовищем їхнього існування. Було введено відповідні коефіцієнти рівноважної концентрації, що стали результатом узагальнення та аналізу існуючої інформації про процеси міграції радіонуклідів у екосистемах.

Наступною з переліку робіт МКРЗ стала публікація 124 «Охорона довкілля в різних ситуаціях опромінення». Вона пояснювала, як опубліковані раніше роботи можуть застосовуватися для реалізації захисту навколишнього середовища. У даній роботі були вказані різні типи ситуацій опромінення, що вимагали б застосування підходів МКРЗ, та пояснювалися шляхи їхньої реалізації.

Особливо слід відзначити публікацію 136 «Коефіцієнти дози для нелюдської біоти, опроміненої з екологічного середовища». Вона стала удосконаленням публікації 108, розвинувши методологію дозиметричних моделей. У публікації 136 наведено оновлені дані щодо дозових коефіцієнтів та інших важливих складових. Вона також супроводжується програмним забезпеченням «BiotaDC», що дає змогу швидко розраховувати дозові коефіцієнти і, відповідно, дози опромінення.

Заключною в переліку основних робіт комісії стала публікація 148 «Радіаційне зважування для еталонних тварин і рослин». Вона стосувалася дослідження відносної біологічної ефективності (ВБЕ) низки основних джерел опромінювання. Комісія надає інформацію щодо особливостей використання можливих значень ВБЕ при ситуаціях опромінення, пов'язаних із впливом на живі організми. Допоміжні роботи МКРЗ, до яких можна віднести публікації 58 «Порівняна біологічна ефективність для детермінованих ефектів» та 107 «Дані ядерного розпаду для дозиметричного контролю», стосуються дотичних проблем, що застосовуються при дослідженні радіаційного захисту нелюдської біоти. У них обговорюються питання лінійної передачі енергії, періоди напіврозпаду та ланцюги перетворення основних радіонуклідів.

Отже, існуючий обсяг джерел, що стосуються проблем радіаційного захисту, є досить значним. Водночас його основу складають роботи, що стосуються впливу іонізуючого випромінювання на організм людини. В останні десятиліття з'являються нові публікації, сконцентровані на вивченні радіаційного захисту нелюдської біоти та націлені на радіоекологічну складову. Існує необхідність розширювати перелік знань щодо вивчення даної проблеми, розглядаючи її найбільш вагомими аспектами.

Дозиметричний супровід радіобіологічних експериментів заслуговує на окреме обговорення.

1. OECD (NEA). Scientific issues and emerging challenges for radiological protection (Paris: OECD Publications, 2007) 123 p.
2. О.В. Кучер, С.В. Видиборець. Проблеми радіаційної медицини та радіобіології 26 (2021) 36.
3. В.О. Сушко та ін. Проблеми радіаційної медицини та радіобіології 26 (2021) 98.
4. В.О. Бузунов та ін. Проблеми радіаційної медицини та радіобіології 23 (2018) 107.
5. А.І. Соловйов та ін. Фізіологічний журнал 48(6) (2002) 11.
6. Д.І. Білько, І.З. Руссу, Н.М. Білько. Проблеми радіаційної медицини та радіобіології 24 (2019) 210.

ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІОМОДИФІКАЦІЙНОЇ ЗДАТНОСТІ БДЖОЛИНОГО ОБНІЖЖЯ ПРИ ПОСТІЙНІЙ КОМБІНОВАНІЙ ДІЇ ПРИРОДНОЇ ТА ТЕХНОГЕННОЇ ІОНІЗУЮЧОЇ РАДІАЦІЇ

**О. Ракша-Слюсарева¹, П. Коваленко¹, О. Слюсарев¹,
С. Босва¹, О. Галлер¹, І. Тарасова², І. Маричев²**

¹ *Донецький національний медичний університет, Лиман, Україна*

² *ДУ «Інститут епідеміології та інфекційних хвороб імені Л. В. Громашевського НАМН», Київ, Україна*

У світі й в Україні, зокрема, є досить багато регіонів із наявністю радіоактивних еманцій. При постійній дії негативних факторів на біоту в організмах відбувається виснаження механізмів адаптації, зрушення у психонейроімунній регуляції, зниження опірності організму та розвиток патологічних процесів [1, 2, 3]. Комбінація постійно діючих негативних факторів підвищує їхній руйнівний вплив [4, 5]. У Кіровоградській області, що розташована на площі Українського кристалічного щита багатого на поклади урану, на організм мешканців постійно впливає природна низькоінтенсивна іонізуюча радіація. Іонізуюча радіація техногенного походження пов'язана з діяльністю урановидобувних підприємств [6]. Характерним для місць видобутку та переробки уранової руди в Кіровоградській області є те, що майже всі відходи її виробництва (відвали гірничих порід та руди) потрапляють до шахтних вод, в атмосферне повітря та є джерелами радіаційного забруднення навколишнього природного середовища, що спричиняє опромінення населення. Забруднення атмосферного повітря в районі розташування уранових шахт обумовлене природним ураном, ²²⁶Ra, ²³⁰Th, ²¹⁰Pb, ²¹⁰Po та ²²²Ra, а поверхневі водойми через надходження шахтних вод забруднюються хімічними речовинами і природними радіонуклідами ряду урану. Зокрема, щороку Інгульська шахта Східного гірничо-збагачувального комбінату скидає у р. Інгуль майже 8 тис. т забруднюючих хімічних речовин, включаючи і радіоактивні. Високий через цей скид рівень замуленості річки, яка протікає через все місто, ставить під загрозу санітарно-епідемічне та екологічне благополуччя мешканців міста. Проведені нами дослідження показали значні зрушення в організмі і в системі крові та імунітету в умовно здорових мешканців м. Кропивницький [6 - 8]. Це викликає необхідність, з одного боку, моніторингу основних систем організму, зокрема системи імунітету, та їхньої регуляції, а з іншого – розробки методів корекції виявлених порушень. Найбільш придатним для відновлення основних систем організму у широких мас населення є харчові дієтичні продукти з біологічно активною дією (ХДП БАД) [1, 4, 9]. У модельних дослідженнях на тваринах показано, що однією з перспективних ХДП БАД при постійному опроміненні є бджолине обніжжя [1, 10, 11].

Метою даної роботи було дослідження радіомодифікаційної дії бджолиного обніжжя (ББ) на стан показників системи імунітету (неспецифічної резистентності та імунної системи) в умовно здорових осіб (УЗО) м. Кропивницький (58 осіб). У дослідженні використовували імунологічні методи I рівня [12]. Вміст лейкоцитів визначали за допомогою гематологічного аналізатора. Елементи лейкограми визначали рутинними методами. Неспецифічну резистентність оцінювали за вмістом паличкоядерних та сегментоядерних нейтрофілів, еозинофілів та моноцитів. Для оцінки стану імунної системи визначали вміст лімфоцитів та природних кілерів. Приховану недостатність системи імунітету за показниками функціонально здатних і атипичних лімфоцитів визначали за методом О. А. Ракші-Слюсарєвої та співавторів (2015).

Проведені дослідження показали наявність позитивних зрушень щодо показників клітинної ланки неспецифічної резистентності та імунної системи в УЗО після курсу ББ, що проявлялося тенденцією до відновлення до рівня норми вмісту клітин, у першу чергу нейтрофілів (що є відповідальними за фагоцитоз та запалення), а також вірогідним зниженням частоти виявлення наявної та прихованої недостатності імунної системи за рівнем її проявів. Перед дослідженням вміст паличкоядерних нейтрофілів знаходився, у середньому, у межах норми. До вживання ББ у 13,04 ± 1,5 % осіб основної групи (ОГ) та 12,0 ± 1,29 % контрольної групи (КГ) реєстрували підвищений вміст паличкоядерних нейтрофілів. Після курсу ББ в ОГ вміст паличкоядерних нейтрофілів не перевищував показників норми, а у 16,0 ± 1,47 % осіб КГ вміст був підвищеним. Вміст сегментоядерних нейтрофілів в ОГ та КГ також не мав, у середньому, вірогідних відмінностей ні до, ні на термін після курсу ББ. Але, якщо перед курсом ББ підвищений вміст сегментоядерних нейтрофілів реєстрували у 43,48 ± 2,15 % осіб ОГ, то після курсу ББ він не був виявлений у жодної особи. У осіб КГ підвищений вміст сегментоядерних нейтрофілів як до, так і на термін після курсу ББ залишався майже без змін, відповідно 44,0 ± 2,16 % та 40,0 ± 1,96 %. Перед дослідженням базофіли реєстрували у 56,5 ± 2,16 % осіб ОГ та

56,0 ± 1,98 % осіб КГ відповідно. Вміст базофілів, у середньому, не відрізнявся в ОГ та КГ до вживання ББ. Він був підвищеним у 13,04 ± 1,46 % ОГ та 16,0 ± 1,47 % КГ відповідно. Після курсу ББ частота виявлення осіб із підвищеним вмістом базофілів у ОГ та КГ не змінилася, але їхній вміст у ОГ був вдвічі вищим за вихідні показники в обох групах та показники КГ на термін після курсу ББ. Але ці зміни не були вірогідними (P > 0,05). Винятком серед гранулоцитів були еозинофіли, вміст яких, у середньому, вірогідно збільшувався в осіб ОГ після курсу ББ (P < 0,05), порівняно з вихідними показниками і показниками КГ до та на термін після курсу ББ. Вміст еозинофілів у ОГ після курсу ББ мав тенденцію до збільшення, порівняно із середніми показниками УЗО, але не виходив за межі норми. Збільшення вмісту еозинофілів після курсу ББ було виявлено лише у 17,39 ± 1,65 % ОГ і не перевищувало межі норми (0 - 0,45 Г в 1 л) [10 - 12]. У середньому, вміст моноцитів у ОГ та КГ не змінювався ні до, ні після курсу ББ. Індивідуально 13,04 ± 1,46 % осіб ОГ та 16,0 ± 1,47 % осіб КГ як до, так і після курсу ББ мали підвищений вміст моноцитів. Середній вміст клітин імунної системи – лімфоцитів – практично не змінювався в ОГ та КГ ні до, ні на термін після курсу ББ. У 30,43 ± 2,0 % осіб ОГ та 28,0 ± 1,79 % осіб КГ реєстрували недостатність імунної системи легкого та середнього ступеня тяжкості. Додаткові дослідження, а саме дослідження скритої недостатності імунної системи, показали, що перед курсом ББ у 26,07 % осіб ОГ та у 28 ± 1,79 % осіб КГ має місце ще й прихована недостатність імунної системи. Разом явна та скрита недостатність імунної системи становила в ОГ 56,5 ± 2,6 %, а в КГ – 56,0 ± 1,90 %. Після курсу ББ частота виявлення явної недостатності імунної системи зменшилась в ОГ до 13,04 %, порівняно з вихідними даними (P < 0,05). Виявлена недостатність імунної системи в ОГ була лише легкого ступеня. Частота прихованої недостатності імунної системи в ОГ залишилась на тому ж рівні. Тобто сумарна частота виявлення наявної та прихованої недостатності імунної системи після курсу ББ в ОГ вірогідно знизилась і становила 43,48 ± 2,1 % (P < 0,05). У КГ жодних змін не виявили. Частота виявлення природних кілерів, у середньому, також не мала наявних та вірогідних відмінностей до та після курсу ББ як в ОГ, так і в КГ. Але частота виявлення цих клітин в ОГ після курсу ББ вірогідно знизилась з 30,43 ± 2,0 % до 13,04 %. На відміну від ОГ у КГ і частота виявлення природних кілерів, і їхній вміст на термін після курсу ББ в ОГ не відрізнялися від вихідних даних.

Висновок. Курс бджолиного обніжжя позитивно впливає на клітинну ланку неспецифічної резистентності, що проявляється тенденцією до нормалізації показників, та на клітинну ланку імунної системи з тенденцією до її відновлення та зменшення частоти і вираженості наявної та прихованої недостатності вмісту лімфоцитів.

1. О.А. Ракша-Слюсарева та ін. *Підходи до оцінки якості харчових добавок, спрямованих на корекцію харчування й регуляцію систем організму* (Донецьк: ДонНУЕТ, 2010) 193 с.
2. О.А. Ракша-Слюсарева та ін. *Наук. вісн. Ужгород. ун-ту* 27 (2010) 252.
3. Д.О. Ластков и др. Влияние технологически измененного естественного радиационного фона на население угледобывающих регионов. В кн.: *Проблемы профилактической медицины* (Донецк, Лебедь, 1997) с. 36.
4. О.А. Ракша-Слюсарева. *Вісн. ДонГУЕТ* 4 (2004) 27.
5. О.А. Ракша-Слюсарева та ін. Клітинний імунітет в умовно здорового населення Донецького регіону в динаміці 2019 - 2021 рр. під час ООС. В кн.: *Modern Directions of Scientific Research Development. Proc. of the 11-th Int. Sci. and Pract. Conf., Chicago, USA, April 20 - 22, 2022 (Chicago, 2022)* p. 75.
6. О.А. Ракша-Слюсарева та ін. Дослідження впливу природного іонізуючого опромінення та техногенних особливостей довкілля на показники червоної крові. В кн.: *Scientific Goals and Purposes in XXI Century. Proc. of the 3-rd Int. Sci. and Pract. Conf., Seattle, USA, July 19 - 20, 2022 (Seattle, 2022)* p. 268.
7. П.Г. Коваленко та ін. *SWorldJournal* 11(03) (2022) 35.
8. N. Operchuk et al. *World Science* 32 (4) (2018) 4.
9. О.А. Ракша-Слюсарева. *Харчові добавки* (Донецьк: ЛАНДОН-XXI, 2014) 549 с.
10. О.А. Ракша-Слюсарева та ін. Прогресивна техніка та технології харчових виробництв ресторанного господарства і торгівлі 8 (2008) 430.
11. О.А. Ракша-Слюсарева та ін. Обладнання та технології харчових виробництв 20 (2009) 316.
12. Б.Д. Луцик та ін. *Клінічна лабораторна діагностика* (К.: Медицина, 2018) 288 с.

ЛЕЙКОЦИТАРНІ ІНДЕКСИ В ОЦІНЦІ СТАНУ КРОВОТВОРНОЇ СИСТЕМИ МОДЕЛЬНИХ ВИДІВ ДРІБНИХ ГРИЗУНІВ З ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ ТА ЇХНЄ ПРОГНОСТИЧНЕ ЗНАЧЕННЯ

Н. К. Родіонова, А. І. Липська, Н. М. Рябченко, О. Б. Ганжа, О. О. Бурдо

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Дослідження показників периферичної крові й до цього часу залишаються надійними у якості як діагностичних, так і прогностичних критеріїв для загальної оцінки стану організму. Вони дають змогу оцінити швидкість та адекватність реагування організмів на дію різного роду зовнішніх та внутрішніх чинників, динаміку змін, характеризувати відновні та компенсаторні можливості, виявити патологічні порушення, що можуть призвести до негативних віддалених наслідків.

У результаті виконання багаторічних власних радіобіологічних досліджень у чорнобильській зоні відчуження (ЧЗВ) на територіях із різним радіонуклідним забрудненням нами встановлено, що в організмі тварин, які зазнають постійного зовнішнього та внутрішнього опромінення, на тлі радіаційно-індукованих патологічних змін відбуваються компенсаторно-приспосувальні процеси, що направлені на відновлення органів та систем від радіаційних уражень.

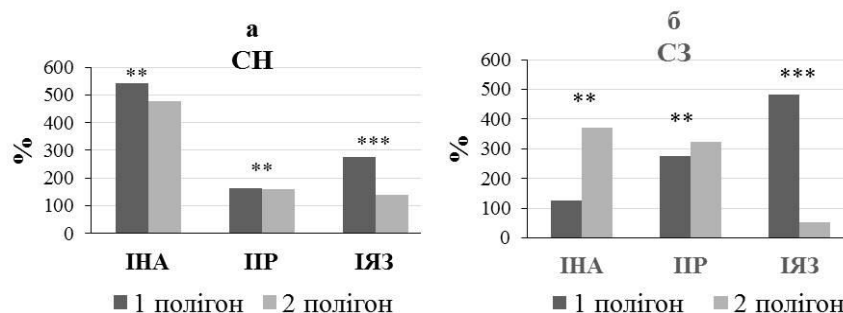
Для первинної оцінки стресових реакцій організму, стану імунної системи за різних запальних процесів, інфекційних захворювань та аутоімунних реакцій у медицині, а останнім часом, і в лабораторних дослідженнях із використанням тварин, широко застосовують інтегральні імуногематологічні індекси, що базуються на показниках лейкограми. Лейкоцитарна формула є показником збалансованості гомеостазу організму в цілому. Перебудова лейкоцитарного складу периферичної крові часто відбувається завдяки загальній мобілізації захисних та компенсаторних реакцій організму, що відображається на величинах лейкоцитарних індексів.

Мета роботи: встановити інформативність інтегральних показників лейкограми для оцінки стану хронічно опромінених тварин із природних популяцій ЧЗВ.

Матеріали та методи. Дослідження проводилися з використанням референтних організмів, а саме представників родів *Apodemus*, *Myodes* з природних популяцій ЧЗВ. Здійснювали γ -, β -спектрометричні дослідження вмісту радіонуклідів в організмі тварин. Визначали кількісні показники периферичної крові на ветеринарному гематологічному аналізаторі Mindray, лейкограму аналізували в мазках крові пофарбованих за Романовським - Гімзою. Розраховували такі лейкоцитарні індекси: адаптації (ІА), ядерного зсуву (ІЯЗ), імунореактивності (ІІР).

Результати досліджень. Згідно з даними спектрометричних досліджень, вміст радіонуклідів у тварин із різних дослідних полігонів суттєво різнився. Значення питомої активності радіонуклідів у тілі тварин з полігону 1 були в межах: ^{137}Cs – 1,05 - 16,54 кБк/кг, ^{90}Sr – 17,32 - 295,0 кБк/кг, а на полігоні 2 були в діапазоні: ^{137}Cs 2,7 - 12,1 кБк/кг та ^{90}Sr 1,1 - 55,91 кБк/кг. Слід зазначити, що вміст радіонуклідів у тілі тварин різного репродуктивного статусу, які мешкали на одній і тій же території, не мав статистично достовірних відмінностей. Проте, тривале перебування тварин на забруднених радіонуклідами територіях призводить до накопичувального збільшення дозового навантаження і може призводити до більш значущих патологічних змін в опроміненому організмі.

Інтегральні показники лейкограми у тварин різного віку представлено на рисунку. Встановлено, що у молодих нориць обох дослідних полігонів (рисунок, а) усі індекси (ІА, ІІР, ІЯЗ) значно перевищують дані контролю. При цьому тенденція до більш виражених змін спостерігається на полігоні 1, де рівень опромінення тварин був значно вищим.



Лейкоцитарні індекси у статевонезрілих (СН) (а) та статевозрілих (СЗ) (б) нориць дослідних полігонів у порівнянні з даними контрольної групи (контроль прийнято за 100 %). *** – вірогідна різниця між полігонами, $p \leq 0,05$; ** – вірогідна різниця між СН та СЗ тваринами, $p \leq 0,05$.

Зростання значень ІНА майже в 5 разів у порівнянні з контролем може свідчити про наявність антистресової реакції підвищеної активації лімфоїдної ланки кровотворної системи (збільшення кількості лімфоцитів на 30 %), внаслідок чого підвищуються резерви адаптації та неспецифічної резистентності в організмі хронічно опромінених тварин.

У тварин із ЧЗВ величина ІР перевищувала дані контролю в 1,5 раза. Цей показник відображає баланс основних клітин продуцентів цитокинів (лімфокінів і монокінів) та базується на співвідношенні відносного вмісту лімфоцитів та еозинофілів крові до числа моноцитів. Підвищення значень цього індексу у тварин можна трактувати як зростання імунологічної активності.

У опромінених тварин з полігонів 1 та 2 реєстрували зростання індексу ІЯЗ порівняно з контрольними показниками в 3 та 1,5 раза відповідно, що демонструє порушення нормального співвідношення між паличкоядерними та сегментоядерними нейтрофілами і є наслідком надходження в периферичну кров значної кількості «молодих» форм. Зміна величини ІЯЗ по відношенню до контрольних значень опосередковано свідчить про порушення процесів проліферації та дозрівання клітин гранулоцитарного ряду у кістковому мозку, внаслідок їхнього опромінення остеотропними радіонуклідами ^{90}Sr .

Відзначали вікові зміни у величинах значень індексів у нориць полігону 1, а саме ІНА практично дорівнює контролю, але, при цьому, значно збільшуються ІР та ІЯЗ, що вказує на можливий зрив адаптаційних реакцій та посилення процесів ураження кісткового мозку. Слід відзначити, що за меншої дози опромінення у тварин полігону 2 із віком ІНА у СЗ тварин залишається на тому ж збільшеному рівні, що і у СН, а згідно з даними ІР має місце активація імунних процесів.

Проведено індивідуальний аналіз змін реактивної здатності системи крові у дрібних гризунів залежно від вмісту інкорпорованого в скелеті ^{90}Sr . Установлено, що у СН нориць за умов дії відносно низьких активностей стронцію, порівняно з високими, рівень активації адаптаційно-компенсаторних процесів є більшим завдяки меншому ураженню кістковомозкового кровотворення. У подальшому, у міру накопичення поглиненої дози опромінення у СЗ тварин із низьким вмістом стронцію в скелеті ІА та ІЯЗ знижуються з незначним перевищенням контрольних даних. У протилежність даному ефекту серед СЗ тварин із високим вмістом стронцію величини лейкоцитарних індексів навіть мають тенденцію до збільшення. Імовірно, це пов'язано не тільки з реактивною здатністю системи крові, а ще і загибеллю більш радіочутливих тварин.

Аналогічна направленість змін встановлена і при аналізі лейкоцитарних індексів у іншого широко розповсюдженого в ЧЗВ виду дрібних гризунів – мишака жовтогорлого.

Унаслідок комплексного аналізу клітинного складу периферичної крові та кісткового мозку, а також величин лейкоцитарних індексів було виокремлено показники для прогностичної оцінки стану тварин із природних популяцій. Запропоновані критерії для оцінки компенсаторних та адаптивних можливостей у хронічно опромінених тварин. Типи компенсаторно-адаптивних реакцій:

Оптимальна – підвищений рівень компенсаторно-адаптивних реакцій (збільшені індекси ІА, ІЯЗ, ІР, мітотичний у кістковому мозку (КМ), лімфоцитоз) забезпечує відповідний рівень функціонування системи крові для захисту організму.

Обмежена – низький рівень компенсаторно-адаптивних реакцій (низькі, або на рівні контролю ІА, ІЯЗ, ІР, лімфоцитоз). Є ознаки формування патологічних змін (помірна анемія, нейтропенія, тромбоцитопенія). Може бути зворотною у разі покращення умов життя (радіоекологічної ситуації).

Декомпенсація – необоротний стан (дуже високі значення ІА, високі або низькі – ІЯЗ), наявність виражених патологічних змін: гіпоплазія КМ, виражена анемія, нейтропенія. Може бути пов'язаною не лише з радіацією, але й із дією інших негативних чинників оточуючого середовища (інфекційних, токсичних), або сукупністю факторів.

Таким чином, проведені радіобіологічні дослідження показали високу інформативність інтегральних лейкоцитарних індексів та можливість використання їх для прогностичної оцінки стану тварин за умов дії хронічного опромінення в малих дозах радіації.

ЦИТОГЕНЕТИЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ПРЕДСТАВНИКІВ РОДУ *APODEMUS* З ОСУШЕНИХ ТЕРИТОРІЙ ВОДОЙМИ-ОХОЛОДЖУВАЧА ЧАЕС

Н. М. Рябченко, О. О. Бурдо, Н. К. Родіонова, О. Б. Ганжа, А. І. Липська

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Віддалені генетичні наслідки малих доз іонізуючої радіації залишаються центральною проблемою радіобіологічних досліджень та оцінки радіаційного ризику для людини та різних представників природних популяцій. Багаторічний моніторинг мишоподібних гризунів із чорнобильської зони відчуження (ЧЗВ) свідчить про високу біологічну, зокрема генетичну, ефективність хронічного низькоінтенсивного впливу іонізуючого випромінювання в природній популяції дрібних гризунів. Високі рівні цитогенетичних аномалій у соматичних клітинах, що корелювали з питомою активністю ^{90}Sr у кістковій тканині, реєстрували протягом десяти років після аварії [1]. Повторні дослідження через 20 років після аварії показали, що частота клітин з мікроядрами (МЯ) у дослідних тварин із полігонів із різним рівнем радіонуклідного забруднення все ще перевищували фонові рівні, проте лінійна залежність між кількістю клітин із МЯ і γ -фоном не спостерігалася [2]. При цьому цитогенетичні ефекти були більш виражені у тварин із територій з відносно середньою щільністю забруднення [3].

Серед 18 видів *Rodentia Muroidea*, зареєстрованих на території ЧЗВ, представники роду *Apodemus* належать до найчисельніших видів і широко використовуються як модельний вид для індикації радіонуклідного забруднення біоценозів унаслідок тісного контакту з радіонуклідами ґрунту, характеру трофічних зв'язків, високих вігільності та репродуктивного потенціалу, короткого життєвого циклу тощо. Радіобіологічний та радіоекологічний дослідження, що проводилися нами на дослідних полігонах осушеного дна водойми-охолоджувача (ВО) ЧАЕС, свідчать, що представники роду *Apodemus* є домінуючими/субдомінуючими видами мишоподібних на цій території.

Метою роботи було провести аналіз цитогенетичних порушень, зокрема частоти поліхроматофілних еритроцитів із мікроядрами (МЯ ПХЕ), у представників роду *Apodemus* на дослідних полігонах ВО ЧАЕС із різним рівнем радіаційного забруднення.

Матеріали і методи. Об'єктом досліджень були статевонезрілі особини мишака жовтогорлого (*Apodemus flavicollis*) з території осушеного ложа ВО ЧАЕС. Вилів тварин здійснювали на дослідних полігонах: 1 – територія берегової лінії ВО до проведення гідротехнічних робіт, 2 – осушене дно гарячої частини ВО ЧАЕС, що межує з північною частиною розподільчої дамби, 3 – осушена гаряча частина ложа ВО на дамбі першої черги. Контрольні тварини були виловлені на території Міжречинського регіонального ландшафтного парку з радіаційним фоном 10 - 12 мкР/год, що знаходиться на відстані 63 км від ЧАЕС.

Рівень генотоксичних ушкоджень визначали за частотою ПХЕ з МЯ кісткового мозку методом протокової цитометрії. Популяції каріоцитів, ПХЕ та ПХЕ з МЯ визначали на контурних діаграмах та здійснювали кількісний аналіз їх за допомогою програми WinMDI 2.8. Частоту ПХЕ з МЯ визначали у перерахунку на 1000 ПХЕ (%). Процеси диференціації та проліферації клітин еритроїдного ряду оцінювали за допомогою індексу цитотоксичності (співвідношення ПХЕ/НХЕ).

Результати досліджень. Потужність дози зовнішнього γ -випромінювання на дослідних полігонах становила 300 - 510, 80 - 163 та 110 - 400 мкР/год відповідно. Суттєвий вклад у дозу зовнішнього опромінення мишоподібних гризунів із дослідних полігонів ВО ЧАЕС вносить зовнішнє β -випромінювання: щільність потоку β -частинок над поверхнею ґрунту була в межах 435 - 1200 см²/хв на полігоні 1; 72 - 250 см²/хв – на полігоні 2; 102 - 620 см²/хв – на полігоні 3. Найвищі дози зовнішнього опромінення P_γ та P_β формувались у тварин з полігону 1 і становили для 63 та 240 мкЗв/год відповідно. Дози зовнішнього опромінення у жовтогорлої миші були вищими у 1,3 раза, ніж у нориці рудої, виду субдомінанта на цій території.

Вміст ^{137}Cs у тілі та ^{90}Sr у скелеті <i>Apodemus flavicollis</i>	
^{137}Cs , кБк/кг	^{90}Sr , кБк/кг
Полігон 1	
2,56 - 23,81	189,2 - 574,81
Полігон 2	
7,48 - 18,01	0,3 - 42,63
Полігон 3	
6,94 - 61,47	13,17 - 15,64

Виявлено суттєві відмінності у накопиченні радіонуклідів у тварин із різних полігонів. Діапазони концентрацій основних дозоутворюючих радіонуклідів ^{137}Cs та ^{90}Sr у дослідних тварин представлено в таблиці. Найвищі активності ^{90}Sr у скелеті відзначали на полігоні 1, відносно стабільній екосистемі з радіоекологічними характеристиками, що сформувалися після аварійного викиду радіонуклідів на 4-му енергоблоці ЧАЕС. Вміст ^{90}Sr у скелеті тварин, виловлених на осушених ділянках ВО (полігони 2, 3), був значно нижчим порівняно з полігоном 1.

У тварин із забруднених територій середньогрупова частота МЯ ПХЕ вірогідно перевищувала контрольні значення ($p \leq 0,05$), проте не відрізнялась між полігонами, незважаючи на істотну різницю у рівні накопичення ^{90}Sr у скелеті. Середньогрупова частота клітин кісткового мозку з МЯ становила $3,5 \pm 0,5$ у контролі, у тварин з полігонів – $8,6 \pm 1,02$, $10,8 \pm 1,03$ та $7,6 \pm 1,7$ відповідно. Це може свідчити про «перенесення» генетичного матеріалу з більш забруднених ділянок (берегової лінії) та відсутності стабільних популяцій на полігонах 2 та 3. При цьому спостерігалася висока міжіндивідуальна варіабельність цього показника у тварин з усіх полігонів. Коефіцієнт варіабельності становив 17 % у контрольній групі, 42 % – у тварин із полігону 1, 33 % на полігоні 2 та 44 % на полігоні 3. Міжіндивідуальні коливання частоти МЯ ПХЕ у тварин з природних популяцій можуть бути зумовлені багатьма факторами, як то різницею у індивідуальній радіочутливості тварин, так і впливом екологічних чинників, пов'язаних із нестабільною/лабільною популяцією на забруднених територіях, де зміна вмісту радіонуклідів у харчовому раціоні та його доступності, щільність популяції та процеси міграції тварин можуть впливати на показники соматичного мутагенезу.

Вірогідних відмінностей у частоті МЯ ПХЕ між самцями і самками не виявлено, середньогрупова величина цього показника становила $8,5 \pm 2,8$ ‰ та $10,0 \pm 2,4$ ‰ відповідно. Вірогідна різниця між показниками у статевозрілих (СЗ) та статевонезрілих (СН) тварин із обох полігонів не спостерігалася. Різниця між віковими групами – статевозрілими та статевонезрілими тваринами – проявлялась у тенденції до підвищення частоти МЯ ПХЕ у СЗ у порівнянні з СН ($9,26 \pm 1,2$ ‰ та $8,2 \pm 1,6$ ‰) відповідно.

Порівняльний аналіз цитогенетичних показників двох видів/субдомінантів – *Apodemus flavicolis* та *Myodes glareolus* – на цій території свідчать про видоспецифічність соматичного мутагенезу в кістковому мозку при внутрішньому опроміненні: частота мікроядерних клітин у мишака жовтогорлого вірогідно не відрізнялася від величини цього показника у нориці рудої, проте вміст ^{90}Sr у кістковому мозку був приблизно удвічі нижчим.

Таким чином, нами вперше здійснено цитогенетичний моніторинг у елементарних популяціях модельних видів мишоподібних гризунів в умовах радіонуклідного забруднення територій ЧЗВ, на яких відбувається поступова трансформація водної екологічної системи у наземну. Виявлено, що частота цитогенетичних порушень у клітинах кісткового мозку у дослідних тварин вірогідно перевищувала контрольний показник та не різнилась між особинами з різних полігонів, не дивлячись на різні радіологічні характеристики полігонів.

1. R.I. Goncharova, N.I. Ryabokon. Prot. Dosimetry 62 (1995) 37.
2. С.А. Костенко и др. Вопросы радиационной безопасности 1 (2013) 29.
3. С.А. Костенко и др. Радиационная биология. Радиоэкология (2014) 35.

ЙОДНА ПРОФІЛАКТИКА ПІСЛЯ ЯДЕРНИХ АВАРІЙ. ДОСВІД ЧОРНОБИЛЮ. СТРАТЕГІЯ ЗА УМОВ ЗАГРОЗИ ЯДЕРНОГО ТЕРОРИЗМУ

В. В. Талько

Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

Аварійне опромінення завжди пов'язане з діяльністю людини і класифікується на навмисне і ненавмисне. Ненавмисне опромінення може бути наслідком аварій на атомних електростанціях (Три-Майл-Айленд, Чорнобильській АЕС та АЕС Фукусіма-Даїчі) або на інших підприємствах ядерного циклу. Загрозу навмисного опромінення несуть військові конфлікти і терористична діяльність – застосування ядерних боєприпасів, їхні підриви терористами на місцях штатного збереження, навмисні ушкодження устаткування підприємств ядерної промисловості та сховищ ядерних відходів, а також розсіювання або розпилення радіоактивних матеріалів (шляхом підриву їх звичайними боєприпасами – «брудна бомба»), забруднення ними води у водогонах, контамінації місцевості внаслідок неналежного захисту від радіовідходів підчас руху транспортного засобу тощо [1 - 4].

Виникнення аварійної ситуації на ядерному реакторі може спричинити надходження радіоактивних продуктів у довкілля. Потенціальний ступінь радіаційного впливу буде визначатися кількістю і спектром радіонуклідів у аварійних викидах, метеорологічними умовами, що визначають їхнє розповсюдження і розподіл, людським та різноманітними чинниками оточуючого середовища, а також ефективністю будь-якого роду вживаних захисних заходів.

Захисні заходи проводяться з метою: 1) запобігання так званих детерміністських ефектів (як, наприклад, гіпотиреозу) при високих рівнях променевого впливу; 2) зниження ризику стохастичних ефектів опромінення (у т. ч. раку або доброякісних вузлів щитоподібної залози) до рівня настільки низького, наскільки це розумно досяжне (принцип ALARA – as low as reasonably achievable) [5, 6].

Однак безпосередньо після виникнення аварії, як правило, мають місце суттєві невизначеності щодо рівнів та масштабів потенційного радіаційного впливу на населення. Точний прогноз варіацій у часі і тривалості надходження радіоактивних матеріалів з ушкодженого реактора, розповсюдження і формування доз у населення на віддалених територіях являє собою надзвичайно складне завдання.

З метою готовності до швидкого, послідовного та адекватного реагування має бути складений план, що передбачає і встановлює так звані рівні втручання для різних захисних заходів: використання укриттів і евакуацію, здатних знизити величини зовнішнього та внутрішнього опромінення населення; контрзаходи щодо харчових продуктів і сільського господарства для обмеження надходження радіоактивних матеріалів харчовим шляхом; профілактику препаратами стабільного йоду [7 - 9].

Профілактика за допомогою стабільного йоду специфічним чином забезпечує захист від внутрішнього опромінення внаслідок інгаляційного та аліментарного надходження радіоактивного йоду. Слід підкреслити, що термін «йодна профілактика» відноситься до процесу блокування надходження радіоактивного йоду після ядерної аварії, проте не може бути застосований до заходів з корекції недостатності йоду у харчових продуктах та питній воді. На рішення з планування заходів короткострокової профілактики проти впливу радіоактивного йоду не повинний здійснювати вплив харчовий йодний статус. Нестача йоду у харчових продуктах та питній воді підвищує поглинання радіоактивного йоду щитоподібною залозою. При тому нормальний стан йодного обміну у населення не повинний знижувати потребу у терміновій профілактиці препаратами йоду при ядерній аварії, а йодування продуктів харчування у йод-дефіцитних регіонах, не виключає необхідність планування профілактики стабільним йодом [9].

Планами заходів із забезпечення готовності до надзвичайних радіаційних ситуацій, зокрема в США та Японії, впевнено передбачається застосування препаратів стабільного йоду (KI або KIO₃) з профілактичною метою [10, 11] відповідно до міжнародних рекомендацій [10 - 12]. Такі настанови обґрунтовані, багато в чому, досвідом успіху такої йодної профілактики в минулому.

Максимальний захисний аварійної йодної профілактики ефект може бути досягнутий у разі попереднього або одночасного з надходженням радіоактивного йоду прийому препаратів йоду стабільного. Ефективність препаратів стабільного йоду становить 100 % за умови прийому безпосередньо перед впливом радіонуклідів даного елемента. Через 2, 8 і 24 год після радіаційного інциденту вона знижується до 80, 40 і 7 % відповідно [13]. Тобто, захисний ефект препаратів значно знижується з часом після попадання до організму радіоактивного йоду. Проте навіть через 6 год після разового надходження ¹³¹I прийом препаратів стабільного йоду може обмежити потенційну дозу опромінення ЩЗ приблизно в 2 рази [5]. Зрештою, враховуючи вищенаведене, аварійна йодна профілактика за умов радіа-

ційного інциденту (за наявності достовірної інформації щодо екологічного надходження радіоактивного йоду) має бути виконана і виконана якнайшвидше.

Основна проблема низької ефективної медико-санітарних заходів у гострому періоді аварії на Чорнобильській АЕС полягала у відсутності заздалегідь розробленої системи і організаційних принципів медичної допомоги населенню, яка б відповідала масштабу катастрофи. На момент аварії служби цивільної оборони не могли забезпечити населення необхідною кількістю препаратів стабільного йоду через його відсутність. Через складну картину випадіння радіоактивних опадів на великій території профілактичні заходи, у тому числі йодна профілактика в Україні (на той час в УРСР), проводилася частково, із великим запізненням, а у більшості регіонів взагалі не проводилася [13]. Водночас, уряд Польщі через три доби після аварії на Чорнобильській АЕС наказав фармацевтичній службі держави організувати та провести аварійну йодну профілактику. Впродовж доби після того близько 75 % дитячого населення та 23 % дорослих осіб отримали препарати КІ. Згідно з кінцевими оцінками, прийняте урядом Польщі рішення та його виконання забезпечили зниження колективної дози опромінення ЩЗ у населення країни на ~40 % [14]. Слід зауважити, що такий успіх стався, незважаючи на запізнення в три доби після аварії, завдяки чималій відстані території країни від зруйнованого реактора. У гіпотетичному ж випадку події поблизу кордонів ефект запізнилої йодної профілактики був би близьким або дорівнював нулю.

Єдиним ефективним засобом профілактики променевого ураження радіоактивним йодом при ймовірності його інкорпорації або невдовзі після її початку є прийом препаратів стабільного йоду (аварійна йодна профілактика). Аварійна йодна профілактика результативна лише через застосування препаратів калію йодиду або калію йодату у чітко зазначених дозах спеціальних фармацевтичних форм для відповідних популяційних груп. Неприпустимо/безглуздо пробувати проводити аварійну йодну профілактику препаратами або харчовими добавками, призначеними для корекції нестачі йоду у населення районів зобної ендемії. Неприпустимо і небезпечно пробувати проводити аварійну йодну профілактику через прийом спиртового розчину йоду для зовнішнього застосування. Неприпустимо і небезпечно пробувати проводити аварійну йодну профілактику через прийом розчину Люголя. Неприпустимо/безглуздо пробувати проводити аварійну йодну профілактику шляхом нанесення на шкіру тіла розчину йоду для зовнішнього застосування.

1. *The Medical Effects of Nuclear War*. The Report of the British Medical Association's Board of Science and Education (Wiley Medical Publication). 3-rd. ed. (John Wiley & Sons, 1983) 188 p.
2. R.S. Pease. *The British Nuclear Weapons Programme 1952-2002* (London: Frank Cass, 2003) 131 p.
3. V.W. Sidel et al. The threat of low-yield earth-penetrating nuclear weapons to civilian populations: nuclear "bunker busters" and their medical consequences (Cambridge, MA: IPPNW, 2003) 9 p.
4. J.S. Pae. CBRNE - Radiation Emergencies. Medscape Mar 04, 2022.
5. *Guidelines for Iodine Prophylaxis Following Nuclear Accidents* (Update 1999). WHO/SDE/PHE/99.6. (Geneva: World Health Organization, 1999) 39 p.
6. I. Turai et al. Medical response to radiation incidents and radionuclear threats. *BMJ* 328 (2004) 568.
7. International Basic Safety Standards for Protection Against Ionizing Radiation and for the Safety of Radiation Sources (CD-ROM Edition, 2003). IAEA Safety Series No. 115/CD (Vienna, IAEA, 2003).
8. T. Ohba, K. Tanigawa, L. Liutsko. *Environ. Intern.* 148 (2021) 9.
9. *Iodine Prophylaxis Following Nuclear Accidents*. E.D. Rubery (Ed.) (Oxford, Pergamon Press, 1990) 150 p.
10. S. Yoshida et al. *Japan Med Assoc J.* 57(3) (2014) 113.
11. S.J. Balk, R.W. Miller. *FDA issues KI recommendations* 20 (AAP News, 2002) 99 p.
12. *The Fukushima Daiichi Accident*. Technical Vol. 3. Emergency preparedness and response (Vienna, IAEA, 2015) 210 p.
13. *Медичні наслідки аварії на Чорнобильській атомній електростанції*. За ред. О.Ф. Возіанова, В.Г. Бебешка, Д.А. Базики (К.: ДІА, 2007) 800 с.
14. P.B. Zanzonico, D.V. Becker. *Health Phys.* 78 (2000) 660.

ОСОБЛИВОСТІ ВПЛИВУ БІНАРНИХ ПРОМЕНЕВИХ ТЕХНОЛОГІЙ НА ЗЛОЯКІСНІ КЛІТИНИ ЛЮДИНИ *IN VITRO*

В. В. Талько, Г. Й. Лавренчук, О. А. Почапінський, Н. П. Атаманюк, А. В. Чернишов

Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна

Значущість медико-соціальної проблеми онкологічних неоплазій, що розвинулись у постраждалих внаслідок аварії на Чорнобильській АЕС, та необхідність її розв'язання визначає пріоритетні завдання щодо підвищення ефективності лікування, в тому числі променевого.

Бінарні променеві технології (БПТ) на даний час є перспективним напрямком підвищення ефективності променевої терапії, якої потребують близько 70 % онкологічних хворих [1]. Фотон-захоплювальна терапія (ФЗТ) [2, 3] має певні переваги перед нейтронозахоплювальною терапією (НЗТ) [4] за вартістю необхідного обладнання і проведенням процедури, однак НЗТ потенційно має більшу терапевтичну ефективність, ніж ФЗТ [5 - 7]. Застосування рентгенівських променів як зовнішнього іонізуючого випромінювання дає змогу використовувати у ФЗТ усі існуючі технічні напрацювання традиційної променевої терапії з геометричного наведення випромінювання на мішень. Бінарні променеві технології здатні істотно знизити променеве навантаження на нормальні тканини організму порівняно з традиційною дистанційною променевою терапією.

На попередньому етапі дослідження створено експериментальну модель *in vitro* для порівняння ефективності впливу нейтронозахоплювальної та фотон-захоплювальної технологій через визначення чутливості злоякісних клітин людини (клітини недрібноклітинного раку легень людини, лінія А-549) та нормальних клітин (перещеплювана культура фібробластів людини) до гадолінійвмісного фотон-захоплювальгшл агенту «Дотавіст» та фотосенсибілізатора «Фотолон» за морфофункціональними змінами в тест-системах досліджуваних клітинних культур в умовах впливу різних концентрацій застосованих препаратів. Отримані результати за своєю суттю є підґрунтям доклінічного етапу оцінки ефективності препаратів, що застосовуються в бінарних технологіях [8].

Дослідження дозової залежності морфофункціональних змін у культурі злоякісних клітин людини при дії рентгенівського опромінення та фотон-захоплювальних агентів, виявлення можливості посилення біологічного ефекту в клітинах за допомогою комбінованого впливу іонізуючого (нейтрони та фотони) та неіонізуючого (світло червоного діапазону 630 нм) випромінювання з використанням препаратів, що можуть використовуватися в бінарних технологіях, дасть змогу поглибити знання щодо патогенетичних механізмів комбінованого впливу, підвищити ефективність на етапах доклінічних і клінічних випробувань. Визначено дозову залежність показників життєздатності клітин лінії L₉₂₉ у термінальний період культивування при поєднаній дії γ -випромінювання ⁶⁰Со в дозах 1, 5 та 10 Гр і червоного світла світлодіодів в дозі 60 Дж/см² (рис. 1).

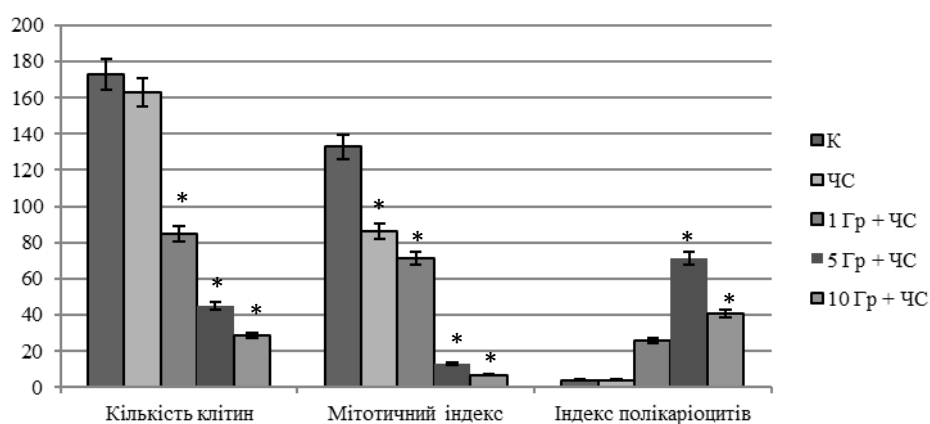


Рис. 1. Дозова залежність показників життєздатності клітин лінії L₉₂₉ на 5-ту добу культивування за умов поєднаного впливу γ -радіації і світла червоного діапазону). К – інтактні клітини; ЧС – опромінення світлом червоного діапазону. За всією ординат – кількість клітин на площі препарату 0,05 мм², мітотичний індекс та індекс полікаріоцитів, %. * – відмінності достовірні у порівнянні з контролем, $p < 0,05$.

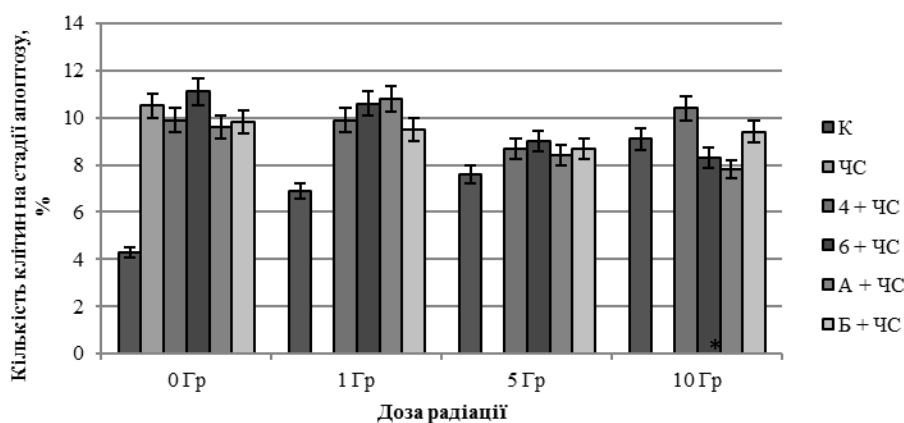


Рис. 2. Апоптоз у культурі клітин лінії L₉₂₉ на 5-ту добу інкубації з та нейтронозахоплювальними агентами з фотосенсибілізуючими властивостями після опромінення γ -квантами ^{60}Co та червоним світлом світлодіодів експериментальної термостатованої камери в дозі 60 Дж/см² (питома потужність дози 100 мВт/см², експозиція 10 хв). К – інтактні клітини; ЧС – опромінення світлом червоного діапазону; 4 – наноккомпозит Fe₂O₄/ γ -АПС/ДТРА-Gd; 6 – наноккомпозит Fe₃O₄/ДМСК/Gd; А – 1-карба-клозо-додекарборат цезію; Б – {5,10,15,20-тетракіс[*n*-(1'-карба-клозо-додекарборан-1'-іл)тетра-фторфеніл]17,18-дигідропорфірин} натрію.

Аналіз апоптозу, що індукувався в культурі клітин за поєднаного впливу НЗА з фотосенсибілізуючими властивостями, γ -квантів ^{60}Co у різних дозах та світла червоного діапазону показав, що кількість апоптотичних клітин статистично достовірно зростала порівняно з інтактними клітинами у тих культурах клітин, що опромінювали червоним світлом спільно з НЗА, після γ -опромінення зі збільшенням дози радіації та за поєднаної дії НЗА, червоного світла та γ -квантів ^{60}Co (рис. 2). Водночас не виявили статистично достовірної різниці в індукції апоптозу у таких варіантах досліджу: НЗА, червоне світло та радіація у порівнянні з γ -опроміненням в дозах 5 та 10 Гр. Отже, загибель клітин детермінується опроміненням у сублетальних дозах, а не червоним світлом чи НЗА з молекулярною чи наноструктурою.

Висновки. Показано, що вклад γ -компоненти, яка супроводжує нейтронне опромінення, може впливати на показники життєздатності нормальних клітин за умови перевищення дози γ -квантів понад 1,0 Гр. Гамма-опромінення клітин у середньо- та сублетальних дозах у поєднанні з нейтронозахоплювальними агентами з молекулярною та наноструктурою та світла червоного діапазону призводило до ураження та загибелі до 80 % клітин, переважно, за рахунок апоптозу.

1. Г.И. Борисов. Физика элементар. частиц и атом. ядра 5 (2011) 1371.
2. L. Moss. Appl. Radiat. Isotop. 88 (2014) 2.
3. F. Barth, Z. Zhang, T. Liu. Cancer Commun. 38 (2018) 36.
4. Т.А. Таранец, Т.Е. Сухова, Ю.С. Романко. Альманах клинической медицины 15 (2007) 283.
5. С.Н. Корякин и др. Радиация и риск 6(2) (2021) 49.
6. M. G. H. Vicente, S. Xuan. *Boron-Based Compounds: Potential and Emerging Applications in Medicine* (Oxford: John Wiley & Sons Ltd., 2018) 298 p.
7. F. Baltarini et al. Radiat. Prot. Dosim. 143(2-4) (2011) 523.
8. О.Д. Почапінський та ін. Проблеми радіаційної медицини та радіобіології 26 (2021) 204.

РАДІОМОДИФІКАТОРИ РОСЛИННОГО ПОХОДЖЕННЯ. МЕХАНІЗМИ ДІЇ, ЕФЕКТИВНІСТЬ

Т. В. Циганок, В. А. Курочкіна, Л. К. Бездробна

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

З розвитком сучасної науки і техніки постійно збільшується застосування ядерних технологій у промисловості, медицині, військовій галузі, зростає загроза ядерного тероризму, небезпека застосування ядерної зброї у локальних конфліктах. У даний час люди піддаються більшому рівню впливу іонізуючого випромінювання, ніж будь-коли раніше. Хоча розробка засобів захисту нормальних тканин живих організмів від радіаційного впливу була предметом досліджень протягом багатьох десятиліть, створення ефективних препаратів, що відповідають усім необхідним вимогам, залишається невирішеною проблемою.

Згідно з [1, 2], наявні засоби протирадіаційного захисту можна поділити на:

– *класичні радіопротектори короткочасної дії*, що застосовують безпосередньо перед опромінюванням і які здійснюють протирадіаційну дію на клітинному рівні під час первинних радіаційно-хімічних процесів при поглинанні енергії іонізуючого випромінювання. Це синтезовані хімічні сполуки, в основному, сірковмісні аміни. Їх використання обмежене через високу токсичність;

– *радіозахисні засоби пролонгованої дії*, що прискорюють процеси репарації у біологічних системах (естрогени та їхні синтетичні аналоги, полісахариди, цитокіни, пуринові сполуки). Ефективні за умов і профілактичного (до опромінення), і лікувального (після опромінення) застосування;

– *радіомодифікатори* – засоби біологічного захисту, в основі механізмів дії яких лежить підвищення загальної неспецифічної резистентності організму та модифікація його радіочутливості. Це адаптогени, антиоксиданти, нуклеотиди, вітаміни. Застосовуються щоб запобігти або пом'якшити прояв спричинених радіацією ефектів. Це природні засоби виділені із тканин тварин і рослин. Хоча їхня ефективність зазвичай нижча, ніж синтетичних агентів, проте достатня при дії радіації низької інтенсивності, коли інші радіозахисні засоби не ефективні. Відсутність токсичності і доступність роблять їх привабливими для застосування. В останні роки особлива увага надається рослинним поліфенолам і флавоноїдам. Ці сполуки поширені у стеблах, листі, плодах багатьох рослин (чорна шовковиця, зелений чай, червона цибуля, капуста, орегано, соя, виноград тощо), а також у прополісі.

Флавоноїди – це поліфенольні сполуки з 2-фенілхромоном як материнським ядром. Найчастіше існують у вільному стані або в присутності цукру Два фенольних гідроксилбензольних кільця з'єднані в сполуку С6-С3-С6 трьома центральними атомами вуглецю. Флавоноїди класифікуються відповідно до хімічних властивостей вуглецевого кільця та кількості та розподілу фенольних гідроксильних груп. [3]. У даний час дослідження зосереджені на методиках виділення флавоноїдів і вивченні механізмів їхнього радіозахисного ефекту.

Як відомо, іонізуюче випромінювання гідролізує молекули води в організмі, що призводить до збільшення кількості вільних окислювальних радикалів, що при взаємодії з біологічними макромолекулами викликають пошкодження їх. Надлишкове утворення вільних радикалів зменшує активність антиоксидантних ферментів, що спричиняє перекисне окислення ліпідів.

Показано, що флавоноїди здатні ефективно видаляти вільні радикали кисню, підвищувати активність СОД, КАТ, зменшувати вміст МДА, ТБК-активних продуктів. Продемонстровано *in vitro* та *in vivo* антиоксидантну здатність низки таких флавоноїдів: *кверцетину, полідатину, геністеїну, бревіскапіну, аментофлавону* [3, 4]. Крім того екстракти виноградних кісточок, глоду, мімози, цитрусових, китайських і вовчих ягід, хмелю, що містять флавоноїди, також здатні видаляти вільні радикали, виявляючи таким чином значну антиоксидантну активність [4].

Основною мішенню іонізуючого випромінювання в клітині є ДНК. Введення *байкалейну* мишам перед опроміненням забезпечувало захист ДНК у клітинах периферичної крові за результатами лужного аналізу комет і в клітинах кісткового мозку за зниженням частоти мікроядер. Виявлено значний потенціал *сибіліну* для запобігання γ -індукованих пошкоджень ДНК у лімфоцитах при опроміненні *in vitro* (3 Гр) та *in vivo* при пероральному введенні мишам перед опроміненням (7 Гр). Також показано можливість *апигеніну* до зниження швидкості утворення мікроядер в опромінених лімфоцитах люди-

ни [4]. За результатами аналізу плазмідної ДНК методом електрофорезу в агарозному гелі та частотою дицентричних хромосом і мікроядер у культурі лімфоцитів людини показано високу здатність *кверцитину* до перешкоджання утворенню розривів ланцюгів ДНК [3]. Здатність зменшувати пошкодження генетичного матеріалу в лімфоцитах людини продемонстровано і для *екстракту виноградних кісточок* (що містить флавоноїди, феноли, антоціани, проантоціанідіни і проціанідіни) за його перорального прийому в різних дозах групами добровольців перед опроміненням зразків їхньої крові (1,5 Гр). Використовували мікроядерний тест [5].

Точний механізм антикластогенного потенціалу флавоноїдів поки що не відомий. Щодо *кверцитину*, попередньо його пов'язують з гідроксигрупою в третій позиції, що ймовірно реагує з вільними радикалами і, таким чином, перешкоджає реакції вільних радикалів з ДНК. Або *кверцитин* має потенціал з'єднуватися з ДНК, що може бути пов'язано з реактивним сайтом ДНК і тим унеможливило реакцію з ДНК вільних радикалів [5].

На рівні організму високу чутливість до іонізуючого випромінювання має кровотворна система. Дослідження показують, що флавоноїди можуть захищати кровотворні органи від радіаційного ураження та сприяти їхньому відновленню. Зокрема, *геністеїн*, уведений мишам перед опроміненням, збільшував утворення колонієстимулюючих факторів гранулоцитів і сприяв регенерації гемопоетичних стовбурових клітин, збільшував кількість лейкоцитів, еритроцитів, тромбоцитів і підвищував рівень гемоглобіну в периферичній крові. Ефективність радіозахисту кровотворної системи показано і для *кверцетину* та *етанолового екстракту прополісу* [4]

Вплив високого рівня іонізуючого випромінювання може спричинити збій у роботі імунної системи, зменшення кількості імунних клітин. Ряд флавоноїдів (зокрема ізофлавоноїди, що містяться в бобових рослинах) регулюють експресію клітинних генів, пригнічують апоптоз і регулюють імунну функцію клітин. У дослідженні на мишах показано зменшення радіаційного ураження лімфоцитів тимуса і селезінки, підвищення індексу клітинної проліферації та прискорення оновлення.

Опромінення може призводити до запальних реакцій у клітинах і органах, викликаючи дегенерацію і некроз, найчастіше в легенях і нирках. Ізофлавоноїди сої, флавоноїди прополісу, *глабридин*, *австрагал* і флавоноїди *Oxytropis falcate Bunge* пригнічують секрецію факторів запалення, вторинних радіаційному опроміненню і зменшують запальну реакцію організму [6].

Ефективність флавоноїдів доведена при застосуванні і до, і після опромінення за відсутності їхніх побічних ефектів.

Встановлена низка радіозахисних властивостей рослинних флавоноїдів, конкретні механізми їхньої дії ще не зрозумілі і потребують подальшого дослідження. Проте вже сьогодні можна прогнозувати їхній значний клінічний потенціал при проведенні багаторазових діагностичних обстежень (рентгенографія, комп'ютерна томографія, ядерна візуалізація), а також при проведенні променевої терапії. Крім того можна вважати доцільним їхнє профілактичне застосування за умов професійного опромінення персоналу на підприємствах ядерної енергетики та у разі аварійних ситуацій.

1. М.В. Васин. Радиационная биология. Радиоэкология 53(5) (2013) 459.
2. Н.С. Узленкова. Український радіологічний журнал 22(4) (2014) 42.
3. Nagarajan Devipriya et al. Rad. Res. 654(1) (2008) 1.
4. Ya-Na Li et al. Trop. J. Pharm. Res. 15(5) (2016) 1099.
5. R.G. Targhi, V. Saba. Avicenna J. Phytomed. 10(4) (2020) 398.
6. G.G. Hillman et al. J. Thorac. Oncol. 11 (2013) 1356.

**ПРОСТОРОВА ДИСПЕРСІЯ ДИПОЛЬНИХ ПОЛІВ
ЦИЛІНДРИЧНИХ ПАРАМАГНІТНИХ ЧАСТИНОК
(ЧИСЛОВИЙ РОЗРАХУНОК)**

Ю. Б. Шевченко¹, Ю. В. Яковенко^{1,2}, Т. М. Малишева³, В. В. Тришин¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Інститут фізики плазми та лазерного мікросинтезу, Варшава, Польща

³ Університет Вісконсіна, Грін-Бей, США

Успішне застосування парамагнітних молекул у медицині зумовлене не тільки досягненнями в приладобудуванні, а й добре розвинутою теорією ядерної дипольної (dd) магнітної релаксації в парамагнітних розчинах.

Останніми роками в деяких лабораторіях розроблялися нові, кращі та складніші (порівняно з молекулярними) колоїдні системи для медичного застосування. Ці нанорозмірні НСТ агенти, нанопроби для магніторезонансної томографії (МРТ) або нанорозмірні агенти для хіміотерапії дають змогу доставляти численні ліки або ¹⁰B до потрібного місця, таким чином збільшуючи ефективність терапії та чутливість діагностики. Зараз при розробці нових ліків значна увага приділяється додатковим діагностичним спроможностям таких сполук.

Достатньої для клінічного застосування чутливості (~1 ppm) картування та кількісного визначення *in vivo* нанорозмірних частинок медичного призначення було досягнуто методом ядерної магнітної релаксації. Це робить актуальним створення теорії ядерної магнітної релаксації в дисперсних системах. У рамках створення такої теорії було аналітичним шляхом отримано формули для швидкостей релаксації неквадрупольних ядер (спін $I = 1/2$) рідкої фази в дисперсіях парамагнітних частинок, що мають форму пластин або сфер [1]. Отримані формули для швидкостей dd-релаксації мають структуру

$$T_1^{-1} = KD(b), \quad T_{1d}^{-1} = \frac{1}{15}K. \quad (1)$$

Тут T_1 – час поздовжньої ядерної релаксації, K – коефіцієнт, що не залежить від форми частинки і є пропорційним $\langle H_L^2 \rangle$ – середньому квадрату локального магнітного поля на релаксуючому ядрі рідкої фази, функція розподілу $D(b)$ описує просторову дисперсію середнього квадрата магнітного поля, яке створюється парамагнітними системами (наночастинками) і залежить від форми частинки, b – відстань від поверхні системи, нормована на характерний розмір парамагнітної частинки. Однак аналітичне обчислення $D(b)$ для стрижнеподібних частинок у кращому разі дає складні комбінації спеціальних функцій, якими складно користуватися на практиці. Тому в даній роботі ми провели числові розрахунки $D(b)$ для частинок, що мають форму стрижнів.

Узявши радіус стрижня R як характерний розмір (тобто $b = h/R$, де h – відстань від частинки до стрижня), отримуємо

$$D(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_{-\sqrt{R^2-x^2}}^{\sqrt{R^2-x^2}} dy \int_{-R}^R dx \left[(x-R-h)^2 + y^2 + z^2 \right]^{-3} = \frac{3\pi}{8h^3} F(b), \quad (2)$$

$$F(b) = \iint d\xi d\eta \left[(1+1/b-\xi)^2 + \eta^2 \right]^{-5/2}. \quad T_{1d}^{-1} = \frac{1}{15}K, \quad (3)$$

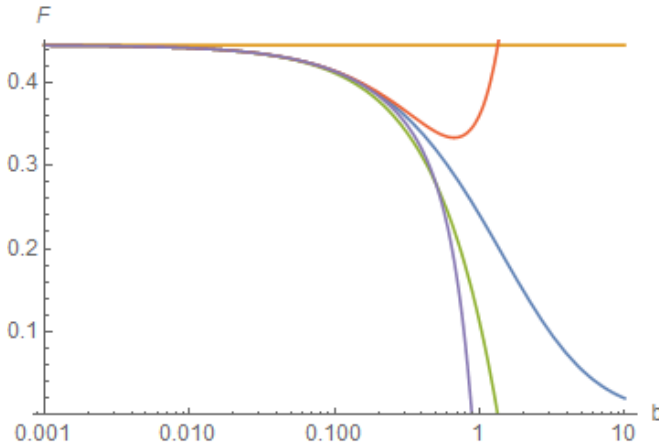
де інтеграл береться всередині кола $\xi^2 + \eta^2 \leq 1$. Здається, інтеграл (3) не береться в елементарних функціях (лише у вигляді громіздкої комбінації еліптичних інтегралів), тому функцію $F(b)$ було знайдено числовим інтегруванням для малих b .

Було знайдено, що $F(b) \rightarrow 4/9$ при $b \rightarrow 0$; отже, при $b = 0$ (циліндр нескінченного радіусу) ми маємо $D(b=0) = \pi/(6h^3)$ і відтворюємо значення просторової дисперсії для півпростору (тобто великої плоскої частинки).

Далі було знайдено, що $F(b) - 4/9 \sim -b/3$ при $b \rightarrow 0$. Повторюючи цю процедуру, ми числовим шляхом знайшли таку асимптотику $F(b)$ при $b \rightarrow 0$:

$$F(b) \sim \frac{4}{9} - \frac{b}{3} + \frac{b^2}{4} - \frac{b^3}{2}, \quad T_{1d}^{-1} = \frac{1}{15} K. \quad (4)$$

Результати числових розрахунків представлено на рисунку. Асимптотики добре працюють при малих b : похибка найпростішої асимптотики ($F(b) \approx 4/9 - b/3$) становить менше 1 % при $b < 0,1$. Проте всі асимптотики швидко стають незадовільними, коли b перевищує 1/2.



Розрахована функція $F(b)$ та її асимптотики. Позначення: синя крива – функція $F(b)$; помаранчева – стала $4/9$; зелена – асимптотика $4/9 - b/3$; зелена – асимптотика $4/9 - b/3 + b^2/4$; фіолетова – асимптотика $4/9 - b/3 + b^2/4 - b^3/2$.

Таким чином, функція просторової дисперсії (просторового розподілу) середнього квадрата дипольного поля для циліндричних частинок є дещо подібною до такої функції для сферичних частинок. Функція просторової дисперсії (просторового розподілу) середнього квадрата дипольного поля при зменшенні відстані від поверхні частинки, нормованої на радіус частинки R (або $R \rightarrow \infty$), асимптотично наближається до функції для парамагнітного напівпростору. Підкреслимо, що процеси релаксації саме на малих відстанях найбільш важливі для релаксації в рухливих рідинах, якою є вода у біологічних тканинах.

1. Ю.Б. Шевченко, Т.М. Малишева, В.В. Тришин. У кн.: Тези доповідей XXVII щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна, 21 - 25 вересня 2020 (Київ, 2020) с. 37.

ЦИТОГЕНЕТИЧНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІАЦІЙНО-ІНДУКОВАНОГО РЯТУВАЛЬНОГО ЕФЕКТУ В ОПРОМІНЕНИХ *IN VITRO* КЛІТИНАХ КРОВІ ХВОРИХ НА ХРОНІЧНУ ЛІМФОЦИТАРНУ ЛЕЙКЕМІЮ

О. В. Шеметун, О. О. Талан, О. О. Дибська, М. А. Пілінська

*Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини
Національної академії медичних наук України», Київ, Україна*

Радіаційно-індукований ефект порятунку (radiation induced rescue effect – RIRE) є одним з проявів універсального феномену ефекту свідка і характеризується впливом на опромінені клітини-мішені сигналів зворотного зв'язку від неопромінених клітин-свідків, внаслідок чого дія іонізуючої радіації на клітини-мішені послаблюється [1, 2]. Механізм розвитку RIRE до кінця не встановлений, проте провідну роль у ньому відіграє активація шляхів, що сприяють правильному відновленню пошкоджень ДНК та модуляції рівня активних форм кисню в опромінених клітинах, сприяючи їхньому виживанню [3, 4]. У разі реалізації RIRE під час променевої терапії онкологічної патології можлива активація систем репарації та стабілізації геному малігнізованих клітин, що знижує ефективність лікування злоякісних пухлин [5]. Тому вивчення рятувального ефекту важливе для оцінки і запобігання можливим негативним медичним наслідкам, що виникають під час променевої терапії онкологічної патології.

У даній роботі представлено результати дослідження впливу інтактних лімфоцитів крові людини на цитогенетичні показники в опромінених *in vitro* онкотрансформованих клітинах. Як модель онкотрансформованих клітин обрано лімфоцити крові хворих на В-клітинну ХЛЛ (радіаційно-асоційовану патологію, захворюваність на яку підвищилась в Україні внаслідок аварії на Чорнобильській АЕС [6]). Опромінення крові хворих на ХЛЛ проводили γ -квантами ^{137}Cs (випромінювач ІВЛ-237С, потужність 2,34 Гр/хв) перед культивуванням у дозі 0,50 Гр. Цільну кров умовно здорових осіб та хворих на ХЛЛ культивували з використанням загальнозживаного напівмікрометоду. Моделювання радіаційно-індукованого ефекту порятунку виконували із застосуванням модельної системи для дослідження радіаційно-індукованого ефекту свідка в соматичних клітинах людини сумісним культивуванням крові умовно здорових осіб з кров'ю хворих на ХЛЛ, що розрізнялись за цитогенетичними маркерами статі (наявності/відсутності статевої чоловічої Y-хромосоми) [7, 8]. Загальний план досліджень включав: встановлення фонового рівня аберацій хромосом у ЛПК умовно здорових осіб; дослідження цитогенетичного ефекту в неопромінених/опромінених *in vitro* лімфоцитах крові нелікованих хворих на ХЛЛ за їхнього окремого культивування; дослідження впливу неопромінених ЛПК умовно здорових осіб на опромінені *in vitro* лейкемічні клітини крові людини (RIRE) за частотою аберацій хромосом. Загалом при виконанні роботи проаналізовано 5216 метафазних пластинок. Статистичну обробку отриманих результатів виконували за допомогою критерія Стюдента.

Цитогенетичний аналіз опромінених *in vitro* в дозі 0,50 Гр лімфоцитів крові хворих на ХЛЛ за їх ко-культивування з лімфоцитами умовно здорових осіб показав, що частота абераційних клітин та рівень аберацій хромосом у них були нижчими за результати, отримані при аналізі опромінених лімфоцитів хворих на ХЛЛ при їхньому окремому культивуванні ($p < 0,05$), хоча перевищували відповідні дані груп порівняння, що складалась зі здорових осіб та неопромінених лімфоцитів хворих на ХЛЛ ($p < 0,001$). Зниження рівня аберацій хромосом в опромінених лімфоцитах крові хворих на ХЛЛ за сумісного культивування з лімфоцитами здорових осіб відбувалося за рахунок зменшення частоти аберацій хроматидного типу (одиначних фрагментів) ($p < 0,001$). Отриманий результат перевищував рівень аберацій хроматидного типу в лімфоцитах умовно здорових осіб ($p < 0,01$), проте не мав статистично значимої різниці з показником у неопромінених лімфоцитах хворих на ХЛЛ ($p > 0,05$). Аналіз індивідуальних рівнів аберацій хромосом показав, що зниження частоти аберацій хроматидного типу зареєстровано у 71 % випадків досліджуваної порівняно з даними, отриманими при окремому культивуванні опромінених лімфоцитів крові хворих на ХЛЛ ($p < 0,05$), тоді як у 29 % досліджених випадків рятувального ефекту не зареєстровано ($p > 0,05$). Пошкодження хромосомного типу становили переважну більшість (71 %) зареєстрованих аберацій хромосом, що притаманно для радіаційно-

індукованого мутаційного процесу. Вони були представлені парними фрагментами, аномальними моноцентриками, дицентричними і кільцевими хромосомами, рівень яких не залежав від способу культивування опромінених лімфоцитів крові хворих на ХЛЛ ($p > 0,05$).

Таким чином, в опромінених *in vitro* Т-лімфоцитах крові хворих на В-клітинну ХЛЛ при сумісному культивуванні з ЛПК здорових осіб індукується рятувальний ефект, що призводить до зниження рівня хромосомної нестабільності в опромінених клітинах за рахунок зниження частоти аберацій хроматидного типу (одиначних фрагментів).

1. S. Chen et al. *Mutat. Res.* 706 (2011) 59.
2. O.V. Shemetun, M.A. Pilinska. *Probl. Radiac. Med. Radiobiol.* 24 (2019) 65.
3. E.Y. Kong, S.H. Cheng, K.N. Yu. *Radiat. Res.* 59(2) (2018) 129.
4. R. K. K. Lam, W. Han, K.N. Yu. *Mutat. Res.* 782 (2015) 23.
5. A. Kobayashi et al. *Radiat. Protect. Dosimetry* 183(1-2) (2019) 142.
6. D. Bazyka et al. *Health Effects of the Chornobyl Accident – Thirty Years Aftermath* (Kyiv: DIA, 2016) 318 p.
7. O.V. Shemetun, O.A. Talan, M.A. Pilinska. *Cytol. Genet.* 48(4) (2014) 51.
8. O.V. Shemetun, O.A. Talan, M.A. Pilinska. *Journal of the National Academy of Medical Sciences of Ukraine* 12(3) (2006) 556.

ДОЗОВІ НАВАНТАЖЕННЯ У ТВАРИН З ОСУШЕНИХ ТЕРИТОРІЙ ВОДОЙМИ-ОХОЛОДЖУВАЧА ЧАЕС

А. І. Липська¹, В. І. Ніколаєв¹, В. А. Шитюк¹, О. О. Бурдо¹, Д. О. Вишневський²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Чорнобильський радіаційно-екологічний біосферний заповідник, Чорнобиль, Україна

Водойма-охолоджувач (ВО) Чорнобильської атомної електростанції (ЧАЕС) була найбільшою штучною технологічною водоймою, площею ~ 22 км². Під час аварії на ЧАЕС до ВО надійшло $11,1 \cdot 10^{13}$ Бк ¹³⁷Cs та $3,7 \cdot 10^{12}$ Бк ⁹⁰Sr, що приблизно становить 0,3 % для ¹³⁷Cs та 0,5 % для ⁹⁰Sr від загальної кількості, що потрапили в оточуюче середовище. У донних відкладеннях водойми знаходилось близько 35 - 42,5 ТБк ⁹⁰Sr, 170 - 288 ТБк ¹³⁷Cs і 0,74 - 0,8 ТБк ²³⁹⁺²⁴⁰Pu. З травня 2014 р. розпочато проект виведення з експлуатації ВО ЧАЕС з контрольованим поетапним спуском води, внаслідок чого за останні роки утворилися значні суходоли та новоутворені водойми.

На осушених ділянках ложа ВО, що сформовані переважно донними відкладеннями з високим вмістом техногенних радіонуклідів, відбувається інтенсивне формування нових фітоценозів та заселення цих територій представниками фауністичних угруповань дрібних ссавців. Трансформація забрудненої радіонуклідами водної екосистеми у наземну є унікальним явищем, з огляду на значні рівні радіонуклідного забруднення дна водойми та відсутність досвіду реалізації подібного роду проектів. Оскільки, латеральний розподіл запасів аварійних радіонуклідів у ВО має доволі строкатий характер, зумовлений неоднорідним рельєфом дна (глибини в різних частинах змінюються від 4 до 17 м), радіоекологічна ситуація на різних ділянках має суттєві відмінності. Отже, здійснення постійного моніторингу радіоекологічного стану на осушених ділянках ВО на сьогодні є однією з актуальних проблем ЧЗВ. Для комплексної оцінки наслідків радіаційних та ядерних аварій, відповідно до рекомендацій Міжнародної комісії з радіологічного захисту (МКРЗ, публікація 108, 2008) [1], доцільно використання референтних організмів, у тому числі представників природних популяцій мишоподібних гризунів. У якості референтних організмів у наших дослідженнях використовували представників природних популяцій мишоподібних гризунів (*Rodentia Muroidea*), численної групи наземних ссавців, що добре вивчені в загальнобіологічному плані, мають широкий ареал розповсюдження, а також є типовими представниками фауни ЧЗВ.

Мета роботи: оцінити рівні потужності поглиненої дози у мишоподібних гризунів із різних осушених територій ложа водойми-охолоджувача ЧАЕС.

Методи досліджень: радіометричні, γ -, β -спектрометричні, розрахункової дозиметрії, статистичні.

Результати досліджень. Дозові навантаження у тварин, які мешкають на забруднених радіонуклідами територіях, формуються за рахунок зовнішніх радіаційних чинників та внутрішнього опромінення інкорпорованими радіонуклідами. Дослідження проводили на двох полігонах, що знаходяться в різних частинах ВО на відстані ~ 3 км один від одного. Радіаційні умови на дослідних ділянках значно різнилися: як за величиною потужності еквівалентної дози γ -випромінювання (ПЕД γ), так і за величиною потоку β -частинок. ПЕД γ на полігоні 1 знаходилася в межах 110 - 400 мкР/год, а щільність потоку β -частинок над поверхнею ґрунту – 72 - 250 імп см⁻² хв⁻¹. На полігоні 2 – 700-1200 мкР/год, щільність потоку β -частинок – 102-620 імп см⁻² хв⁻¹. Основним джерелом зосередження радіоактивних елементів є ґрунтовий покрив. Ґрунти – початкова ланка більшості трофічних ланцюгів екологічного циклу перенесення радіонуклідів із зовнішнього середовища до організму тварин. У пробах ґрунту реєстрували присутність ¹³⁷Cs, ⁹⁰Sr, ²⁴¹Am, а також ¹⁵⁵Eu, ¹⁵⁴Eu, ⁶⁰Co та ⁹⁴Nb у невеликих кількостях. Радіонуклідне забруднення ґрунту в основному зумовлено ¹³⁷Cs, ⁹⁰Sr та ²⁴¹Am. На полігоні 1 щільність забруднення ґрунту для ¹³⁷Cs становила $1,3 \div 2,0$ МБк/м², ⁹⁰Sr – $0,76 \div 1,2$ МБк/м², ²⁴¹Am – $0,15 \div 0,21$ МБк, а на полігоні 2 – ¹³⁷Cs $3,35 \div 6,5$ МБк/м², ⁹⁰Sr – $1,3 \div 4,7$ МБк/м², ²⁴¹Am – $0,2 \div 0,5$ МБк/м².

Спектрометричні вимірювання тварин показали, що основними дозоутворюючими радіонуклідами є ¹³⁷Cs та ⁹⁰Sr. Значення питомої активності радіонуклідів у тілі тварин з полігону 1 були в межах: ¹³⁷Cs – 1,22 - 79,19 кБк/кг, ⁹⁰Sr – 1,4 - 88,54 кБк/кг, а на полігоні 2 значення були в діапазоні: ¹³⁷Cs 2,82 - 61,47 кБк/кг та ⁹⁰Sr 1,1 - 55,91 кБк/кг. Відмічали високу варіабельність вмісту інкорпорованих радіонуклідів ¹³⁷Cs та ⁹⁰Sr у тварин одного виду, що обумовлено рядом причин: просторовою неоднорідністю радіонуклідних випадів, ґрунтово-рослинними умовами, біологічною доступністю, індивідуальними фізіологічними особливостями, трофічною спеціалізацією. Незважаючи на те, що полігони різняться за рівнем забруднення, вміст радіонуклідів ¹³⁷Cs та ⁹⁰Sr в організмі тварин за середньогруповими даними не мав достовірних відмінностей. Значення КП ¹³⁷Cs та ⁹⁰Sr на полігоні 1 були

більшими порівняно з полігоном 2 у 2,3 та 3,1 раза відповідно. Це зумовлено різницею у величинах коефіцієнта переходу (КП) в ланцюзі «грунт - тварина» на дослідних полігонах та є наслідком знаходження радіонуклідів у різних фізико-хімічних формах у ґрунтах, що і визначають їхню біологічну доступність.

Дозу зовнішнього опромінення тварин визначали з урахуванням: потужності експозиційної дози γ -випромінювання, щільності потоку β -частинок над поверхнею ґрунту та у норі, добового розподілу тривалості часу, проведеного на поверхні ґрунту та у норі. Згідно із розрахунками, дози зовнішнього опромінення тварин з полігонів 1 та 2 були 127,8 мкГр/доба та 346,8 мкГр/доба відповідно. Показано, що дозове навантаження мишоподібних, що формується за рахунок зовнішнього β -випромінювання, було вищим в 1,5 - 2,3 раза, ніж від γ -компоненти.

Результати розрахунків дози внутрішнього опромінення у тварин із дослідних полігонів наведено в таблиці.

Потужність дози внутрішнього опромінення

Показник	Потужність дози внутрішнього опромінення, мкГр/доба	
	¹³⁷ Cs	⁹⁰ Sr
Полігон 1		
мінімум - максимум	3,54 - 229,65	2,94 - 309,50
Полігон 2		
мінімум - максимум	8,18 - 188,26	2,10 - 275,70

Середньогрупові значення ПД внутрішнього та зовнішнього опромінення у тварин із дослідних полігонів 1 та 2 за добу були 0,22 та 0,45 мГр. Беручи до уваги, що для розрахунків було використано середні значення питомої активності радіонуклідів, у деякої частини тварин з місцевої популяції ПД може значно перевищувати середньогрупові значення.

Науковим комітетом з дії атомної радіації ООН (UNSCEAR, 1996, 2011) [1, 2] та Міжнародною комісією з радіологічного захисту (ICRP, 2008) [1] у якості безпечного порогового рівня радіаційного впливу на біоту рекомендується значення потужності дози $D_{max} = 1,0$ мГр/доба для ссавців, а при проведенні скринінгової оцінки – $D_{min} = 0,1$ мГр/доба. Відповідно до наукових даних щодо радіаційних ефектів у хребетних тварин за різних потужностей дози хронічного опромінення радіаційні ефекти хронічного гамма-опромінення на захворюваність проявляються в довірчих межах 0,14 - 0,32 мГр за добу.

Згідно з виконаними нами розрахунками дозові навантаження у тварин із осушених територій ВО не виходять за межі D_{max} , проте перевищують мінімальний безпечний пороговий рівень D_{min} для ссавців, що може призводити до патологічних змін як в опроміненому організмі, так і популяції [4]. Також слід враховувати, що за впливу природно-кліматичних факторів буде змінюватися біологічна доступність радіонуклідів, що може призвести до зростання рівнів накопичення радіонуклідів в організмі і, в свою чергу, призведе до збільшення дозових навантажень у тварин. Для зниження невизначеності в оцінках безпечних рівнів опромінення біоти необхідно проведення уточнених оцінок локальних дозових навантажень, що формуються за рахунок інкорпорованих радіонуклідів в органах та тканинах організму.

1. United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation. UNSCEAR 1996 Report to the General Assembly with Scientific Annex. Sources and Effects of Ionizing Radiation. Annex: Effects of radiation on the environment (New York: United Nations, 1996) 86 p.
2. United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation. UNSCEAR 2008 Report to the General Assembly with Scientific Annexes. Volume II, Scientific Annex E: Effect of ionizing radiation on non-human biota. (New York: United Nations, 2011) 164 p.
3. ICRP Publication 108. Environmental protection: the concept and use of reference animals and plants. Ann. ICRP 38(4-6) (2008) 251.
4. А.І. Липська та ін. Ядерна фізика та енергетика 21(4) (2020) 328.

Авторський покажчик

- Абрам'юк І. І. 189
Ажажа Р. В. 123
Аксьонов А. 10, 105
Алессіо Ф. 55, 91
Андрєєва О. Л. 164
Анохін І. Є. 125
Архипенко О. М. 195
Асламова Л. І. 127, 211
Атаманюк Н. П. 227
Бабенко В. О. 113
Базика Д. А. 213
Бардадим Т. О. 187
Батіг Л. О. 187
Батурін В. А. 44, 140
Бездробна Л. К. 229
Беллі П. 58, 59, 60, 71
Беляєв В. В. 189
Бернабей Р. 58, 59, 60, 71
Бесслер Х. 160
Біланд О. 97
Білогородський Ю. С. 129
Богдан Є. О. 123
Боева С. 219
Бойко Р. С. 58
Бондарьков Д. М. 93, 109
Бондарьков М. Д. 93
Борисенко А. Г. 166
Борисенко В. І. 95, 99
Борисов О. Д. 46
Борисова М. С. 46
Буканов В. М. 114
Бурдо О. О. 221, 223
Буртняк В. М. 195
Веремій Ю. П. 181
Вернидуб Р. М. 131, 132
Войтер А. П. 48, 50, 64
Ворона М. І. 134
Ганжа О. Б. 207, 221, 223
Ганн В. В. 123
Гащак С. П. 93
Глигало В. М. 93
Глущенко А. В. 164
Гнатюк О. П. 211
Гоків С. П. 136
Голобородько В. Я. 168
Гольфамід Н. М. 64
Голюк М. І. 97
Голярник Н. А. 213
Горанчук В. В. 95, 99
Горбач В. М. 136
Горбаченко О. М. 11
Горбачук В. М. 187
Горпинич О. К. 53, 69, 209
Грабовський Ю. Є. 127
Григоренко М. О. 193
Гриценко О. В. 114
Грицюк К. 105
Грицюк Х. 101
Гудков Д. І. 189, 199
Гулік В. І. 97, 101, 105, 121
Гурин А. А. 168
Давидовська О. І. 13
Давидовський В. В. 15
Даневич Ф. А. 58, 59, 60, 71
Демченко О. М. 215
Денисов В. Ю. 13
Демьохін В. Л. 114
Дибська О. О. 233
Ді Марко А. 58
Добішук В. М. 55, 76, 91
Довбешко Г. І. 211
Довженко М. І. 53
Доронін М. І. 48, 50, 64, 89
Дрозд І. П. 217
Дроздов В. В. 189
Дряпаченко І. П. 53, 209
Дубас В. М. 93
Єрьомін С. О. 44
Желтоножський В. О. 80, 82, 107, 109, 191, 203
Жуков О. П. 193
Заболотний М. А. 127, 211
Забулонов Ю. Л. 195
Зарицький М. М. 57
Заяць М. М. 193
Зварич Л. М. 213
Зінченко А. Є. 179
Льїн А. П. 78
Ількович В. В. 103
Інчікітті А. 58, 59, 60, 71
Каглян О. Є. 189, 199
Казарінов Ю. Г. 136
Каленик С. О. 136
Кантеміров В. В. 136
Каппелла Ф. 58, 59, 60, 71
Карачіоло В. 58, 59, 60, 71
Карпенко О. Ю. 44
Касілов В. Й. 136
Касперович Д. В. 58, 59, 60, 71
Кемпер К. В. 66, 74, 78
Кива В. О. 53, 55, 76, 91
Кир'янчук В. М. 74
Кириленко О. І. 146
Кііск М. 101, 105
Кіреєв С. І. 189
Кіркілевська Л. М. 211
Клавдієнко В. Р. 59
Кобичев В. В. 58, 59, 60, 71
Коваленко О. В. 197
Коваленко П. 219
Ковальов О. М. 48, 50, 64
Ковальчук О. С. 76
Ковтун Г. П. 71
Ковтун Н. Г. 71
Ковтун К. В. 123
Колесник Д. Л. 211
Колесниченко Я. І. 169, 170, 177
Колієв С. М. 61, 63
Колінько С. В. 72
Корті Г. 91
Костенко В. В. 93
Кот О. А. 61, 63
Кочетов С. С. 136
Кошій Є. І. 78
Кравчишин Т. М. 158
Кривенко-Еметов Я. Д. 21
Кряжич О. О. 197
Куліч Н. В. 80
Курінний Д. А. 215
Курочкіна В. А. 229
Куртева Г. П. 23
Кутній В. Є. 123
Куцик О. Е. 78
Куцин П. М. 101, 105
Кучер А. І. 11
Кушпій О. А. 53, 209
Кшиванський О. О. 55
Лавренчук Г. Й. 227
Лаубенштейн М. 58, 60, 71
Лебедь О. А. 134
Леончіні А. 59
Липська А. І. 207, 221, 223, 235
Литвинов П. О. 140
Литовченко П. Г. 146
Лук'яненко О. Г. 158
Лук'янов С. В. 24
Лупей М. І. 187
Луценко В. В. 169, 170, 177
Люхтан О. А. 136
Мазний І. О. 48, 50, 64
Майданюк С. П. 28
Максименко А. М. 93
Малий Є. В. 142, 152
Малишева Т. М. 231
Малюк І. А. 193
Маричев І. 219
Марченко В. С. 171
Маслюк В. Т. 143
Матвєєв І. Б. 179
Мегела І. Г. 143
Межевич С. Ю. 66, 78
Мерло В. 59, 71
Мизніков Д. Є. 107, 109
Микитюк Т. В. 89
Михайловський В. В. 144
Мірошниченко Ю. Б. 131
Мосюк Т. І. 131, 132
Мусонов Ф. Д. 67
Мягі М. 101, 105
Наконечна Л. Т. 203
Неймаш В. Б. 211
Нестеров В. О. 13
Ніколенко Д. І. 187
Нісі С. 58
Носовський А. В. 97, 101, 105
Обіход Т. В. 31
Одінцов О. О. 193
Омельченко С. О. 33
Орел В. Е. 211
Осташко В. В. 53, 209

- Охріменко О. Ю. 55, 61, 63, 91
П'ясецькі Е. 78
Павлова Н. Ю. 131
Павлович В. М. 112, 113
Павловський В. В. 217
Панченко В. В. 213
Петренко В. М. 11
Петренко Є. О. 31
Петренко І. В. 146, 152
Петросян Е. Є. 89
Пілінська М. А. 233
Пінковська М. Б. 142, 148
Пірнак Вал. М. 78
Плюйко В. А. 11
Поварчук В. Ю. 211
Поворозник О. М. 53, 69, 209
Погрелюк І. М. 158
Пода Д. В. 58, 60, 71
Поліщук О. Б. 203
Поліщук О. Г. 58, 59, 60, 71
Положій Г. Є. 72
Поморцева Н. А. 199
Понкратенко О. А. 66, 74, 78
Пономарьов О. Г. 72
Поп О. М. 143
Порицький П. В. 173
Почапінський О. А. 227
Пришляк С. П. 189
Пугач В. М. 55, 61, 63, 76, 91
Пугач М. В. 76
Пугач О. М. 114
Пугач С. М. 114
Пудов О. О. 123
Радкевич О. І. 146
Ракша-Слюсарєва О. 219
Рамазанов Д. М. 125
Ребров В. А. 72
Резник С. М. 171
Рибка О. В. 123
Родіонова Н. К. 207, 221, 223
Роєнко О. Ю. 44, 140
Рознюк Ю. С. 209
Рокицька Г. В. 132
Роман І. Ю. 143
Романенко І. М. 116
Романенко М. Г. 215
Руденко Т. С. 170
Рудчик А. А. 66, 74, 78
Рудчик А. Т. 66, 74, 78
Русек К. 66, 74, 78
Рушковський С. Р. 215
Рябченко Н. М. 207, 221, 223
Савкіна Р. К. 152
Саврасов А. М. 80, 82, 93, 107, 109
Садовніков Л. В. 109, 191, 203
Санжур А. І. 35
Свята Л. М. 173
Семенюк О. М. 48, 50
Сергійчук Н. М. 203
Симулик В. М. 175
Слісенко В. І. 107
Слюсарєв О. 219
Смірнов О. Б. 152
Соколов О. М. 86
Сокур Н. В. 60, 88
Солдатов С. А. 123
Соляник Г. І. 211
Степаненко Ю. М. 74, 78
Столяж А. 78
Стратілат Д. П. 142
Стрільчук М. В. 193
Сугаков В. Й. 154
Сулейманов С.-Б. 187
Талан О. О. 233
Таллер О. 219
Талько В. В. 225, 227
Тарасенко Б. В. 181
Тарасова І. 219
Тартачник В. П. 131, 132, 142, 146
Твердохвалов А. В. 136
Тесаліна С. 71
Тихий А. В. 177
Тіщенко А. І. 185
Ткаченко В. І. 164
Третяков Д. Д. 183
Третяк В. І. 58, 59, 60, 71
Тришин В. В. 193, 231
Трофименко О. Р. 116, 121
Труш В. С. 158
Тугай А. В. 191, 203
Тугай Т. І. 191, 203
Туцький Д. Г. 195
Тщінська А. 78
Улещенко В. В. 74, 78
Улибкін О. Л. 123
Федірчик І. І. 183
Фіщук І. І. 160
Фурса А. Д. 15
Хейло В. В. 78
Хектор Е. 101, 105
Циганок Т. В. 229
Цимбалюк О. М. 179, 181
Цяцько В. В. 136
Цяцько Є. В. 136
Чаплинський Р. Ю. 89
Чепмен Дж. 97
Чернищенко С. Б. 55, 76, 91
Чернишов А. В. 227
Чернюк А. А. 154
Черняк В. Я. 179, 181, 183
Черулі Р. 58, 59, 60
Шаров А. Ф. 53, 209
Шарф І. В. 41
Шаульський К. А. 28
Шевченко Ю. Б. 231
Шелковенко І. О. 41
Шеметун О. В. 233
Шимкович Ф. 58
Шиндлер Г. 55
Ширма Ю. О. 74, 78
Шіндлер Х. 91
Шірінян А. С. 129
Шлапацька В. В. 146
Шпилька С. М. 195
Шуліпа Р. О. 72
Щербань А. П. 71
Юрчук Л. П. 189
Юрьєва О. М. 203
Юхименко В. В. 179, 181, 183
Юхименко К. В. 181, 183
Якимчук А. О. 121
Яковенко Є. М. 93
Яковенко Ю. В. 185, 231
Abrosimov V. I. 9
Adzhymambetov M. D. 37
Anokhin I. E. 111
Boratyński Z. 205
Chiba S. 43
Dzyublik A. Ya. 17
Fedotkin S. N. 26, 39
Grygoriev U. V. 26, 39
Gulik V. I. 119
Hoshovskiy M. V. 201
Ishizuka C. 43
Ivanyuk F. A. 43
Kalchenko O. S. 138
Karpov S. O. 138, 156
Kharchenko D. O. 162
Kharchenko V. O. 162
Khotiaintsev V. M. 119
Khotiaintseva O. M. 119
Kokhan S. V. 162
Kotlyar V. V. 19
Lavrinienko A. 205
Levon A. I. 26
Magner A. G. 26, 39
Mappes T. 205
Maslyuk V. T. 29, 201
Mousseau T. A. 205
Nosovskyy A. V. 119
Odeychuk M. P. 111
Pop O. M. 201
Roman V. I. 201
Romanyuk M. I. 29
Ruzhytskyi V. V. 156
Ryazanov V. V. 117, 150
Sanzhur A. I. 26
Shapoval V. M. 37
Shchokotova O. M. 162
Shimada K. 43
Shlomo S. 26
Sinyukov Yu. M. 37
Skakun E. O. 29
Skorbun A. D. 84
Svatiuk N. I. 201
Symkanych O. I. 201
Tarnaj O. A. 201
Tolstoluts'ka G. D. 138, 156
Trofymenko O. R. 119
Tukalenko E. 205
Tykhonovs'kyi M. A. 138
Vasylenko A. 205
Watts P. C. 205

Наукове видання

**XXIX ЩОРІЧНА
НАУКОВА КОНФЕРЕНЦІЯ
ІНСТИТУТУ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
НАН УКРАЇНИ**

(Київ, 26 - 30 вересня 2022 року)

Анотації до доповідей

Укладач *Обіход Тетяна Вікторівна*

Анотації публікуються в авторських редакціях

Комп'ютерна верстка *О. Д. Григоренко*

Підп. до опублікування 28.11.2022. Формат 60×84/8. Ум. друк. арк. 27,7.
Електронне видання. Зам. № 6.

Інститут ядерних досліджень НАН України,
просп. Науки, 47, м. Київ, 03028, тел. (044) 525-14-56
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 4051 від 18 квітня 2011 р.