

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ**

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

**(Київ, 27 - 31 травня 2024 року)**

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

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

(Київ, 27 - 31 травня 2024 року)

Анотації до доповідей

Київ 2024

**Укладач:** В. В. Михайловський

**Програмно-організаційний комітет конференції:**

В. Й. Сугаков – голова комітету  
В. В. Михайловський – учений секретар комітету

*Члени:*

Ф. О. Іванюк – теоретична ядерна фізика  
В. М. Пугач – 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  
В. В. Луценко – розробка вебсторінки конференції  
Ю. В. Яковенко – технічне забезпечення конференції в режимі on-line  
О. Д. Григоренко – видання матеріалів конференції

*Секретарі:*

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

*Друкується за рішенням вченої ради інституту від 16.01.24.*

Т 80 **XXXI** щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 27 - 31 травня 2024 року) : анотації до доповідей. - Київ : Ін-т ядерних дослідж., 2024. - 224 с.

У збірнику опубліковано анотації до доповідей, представлених на конференції, що є підбиттям підсумків наукової діяльності інституту за 2023 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, радіоекології та радіобіології.

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

<b>Effects of dynamic deformation of Fermi surface on giant resonances in nuclei</b> <i>V. I. Abrosimov, O. I. Davydovska</i> .....	9
<b>Поперечні перерізи пружного розсіяння для систем <math>^{16}\text{O} + ^{42}\text{Ca}</math>, <math>^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ca}</math> у рамках модифікованого методу Томаса - Фермі з урахуванням кора відштовхування</b> <i>О. І. Давидовська, В. О. Нестеров, В. Ю. Денисов</i> .....	11
<b>Pre-neutron emission average total kinetic energy of fission fragments</b> <i>V. Yu. Denisov</i> .....	13
<b>Expression for the heavy-ion fusion cross-section</b> <i>V. Yu. Denisov</i> .....	15
<b>Simple expressions for calculation of proximity interaction of arbitrarily oriented deformed nuclei</b> <i>V. Yu. Denisov</i> .....	17
<b>Microscopic derivation of the generalized Bohr Hamiltonian</b> <i>A. Ya. Dzyublik, K. Starosta, Z. Yu, T. Koike</i> .....	19
<b>The Langevin approach to fission of heavy nuclei</b> <i>F. A. Ivanjuk, C. Ishizuka, S. Chiba</i> .....	21
<b>Multiple hypergeometric integrals of products of power functions with linear multinomials in their bases as a new family of hyperfunctions</b> <i>A. P. Ilyin</i> .....	23
<b>Polarization observables in production of four bottom quarks in electron-positron annihilation</b> <i>V. V. Kotlyar</i> .....	25
<b>Investigation of the internal structure of the deuteron against the background of two-photon effects in elastic electron-deuteron scattering</b> <i>Ya. D. Krivenko-Emetov, O. S. Shevchuk</i> .....	27
<b>Порівняння розрахунків бета-розпаду <math>^{135}\text{La}</math> у двох моделях</b> <i>Г. П. Куртєва</i> .....	29
<b>Релаксація збудження типу частинка - дірка у Фермі-системі в рамках дифузійного наближення в кінетичній теорії для випадку постійних коефіцієнтів дифузії та рухливості</b> <i>С. В. Лук'янов</i> .....	31
<b>Micro-macroscopic approach for the nuclear cumulative level density</b> <i>A. G. Magner, A. I. Levon, S. N. Fedotkin, U. V. Grygoriev</i> .....	33
<b>Masses and radii of neutron stars as a dense liquid drops at equilibrium</b> <i>A. G. Magner, S. P. Maydanyuk, A. Bonasera, H. Zheng, T. Depastas, A. I. Levon, U. V. Grygoriev</i> .....	35
<b>Investigation of quark effects in nuclei via analysis of bremsstrahlung emission in proton-nucleus scattering</b> <i>S. P. Maydanyuk, K. Tsushima, G. Ramalho, P.-M. Zhang</i> .....	37
<b>In what way are the isotopes of seaborgium fissioned?</b> <i>V. T. Maslyuk, M. I. Romanyuk</i> .....	38
<b>Theoretical aspects and experimental searches for physics beyond the standard model</b> <i>T. V. Obikhod, E. A. Petrenko</i> .....	40
<b>Гіпотеза фазового переходу від суперсиметричної матерії до звичайної</b> <i>С. О. Омельченко</i> .....	42
<b>Аналіз систематик товщини нейтронної шкіри атомних ядер</b> <i>В. А. Плюйко, О. М. Горбаченко</i> .....	44
<b>Landau - Zener transitions as a possible mechanism for nuclear dissipation</b> <i>S. V. Radionov</i> .....	46
<b>Studying caloric curves of nuclear matter</b> <i>A. I. Sanzhur, S. Shlomo</i> .....	47
<b>Effective interactions of gauge fields in magnetized quark-gluon plasma at the LHC</b> <i>V. V. Skalozub</i> .....	49
<b>Дослідження структури дейтрона з аналізу гальмівного випромінювання при протон-дейтронному розсіянні в кластерних моделях</b> <i>К. А. Шаульський, С. П. Майданюк, В. С. Василевський</i> .....	50

### Секція 2. Експериментальна ядерна фізика

<b>Компактний спектрометр іонізуючого випромінювання на основі SiPM+CsI(Tl) та можливості його використання в навчальному процесі</b> <i>О. А. Безиийко, Л. О. Голінка-Безиийко, Д. М. Клекоць, Я. В. Конорачук, В. С. Орлов, Н. В. Семків</i> .....	51
---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	----

<b>Аналіз пружного розсіяння та реакції однеітронної передачі при взаємодії іонів <math>^{13}\text{C}</math> енергії 97 MeV з ядрами <math>^{12}\text{C}</math> з використанням потенціалу типу подвійної згортки</b>	
<i>І. І. Вертегел, М. Волінська-Ціхоцька, К. Кемпер, М. Ковальчик, Дж. Колуччі, Є. І. Коццій, О. Е. Куцик, С. Ю. Межевич, О. А. Понкратенко, Е. Пясецькі, А. А. Рудчик, А. Т. Рудчик, К. Русек, Ю. М. Степаненко, А. Столаж, А. Тицінська, В. В. Улещенко, О. О. Чепурнов, Ю. О. Ширма</i>	52
<b>Подвійний бета-розпад <math>^{150}\text{Nd}</math> на збуджені рівні <math>^{150}\text{Sm}</math></b>	
<i>Ф. А. Даневич, П. Беллі, Р. Бернабей, Р. С. Бойко, А. Інчікітті, Ф. Капелла, В. Карачоло, Д. В. Касперович, В. В. Кобичев, М. Лаубенштейн, А. Леончіні, В. Мерло, С. Нісі, О. Нітеску, Д. В. Пода, О. Г. Поліщук, А. Тімоніна, В. С. Тінькова, В. І. Третьак, Д. Л. Фанг, Ф. Ферелла, Р. Черуллі, Ф. Шимкович, І. Б.-Х. Щербаков</i>	54
<b>Дослідження перерізу фотоядерної реакції <math>^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164\text{m}}\text{Ho}</math> на мікротроні M-30: 10 - 18 MeV</b>	
<i>П. С. Деречкей, З. М. Біган, О. А. Тарнай</i>	57
<b>Моніторингова система RMS-R3 в експерименті LHCb: спостереження та порівняння pp та PbPb, pAg та PbAg зіткнень</b>	
<i>В. М. Добішук, С. Б. Чернишенко, О. Ю. Охріменко, В. О. Кива, В. М. Пугач</i>	59
<b>Вивчення <math>(\gamma, p)</math>-реакцій на кадмії та неодимі</b>	
<i>В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов</i>	61
<b>Дослідження <math>(\gamma, n)</math>-реакцій на природному неодимі та кадмії</b>	
<i>В. О. Желтоножський, Н. В. Куліч, А. М. Саврасов, В. П. Хоменков, П. С. Деречкей</i>	63
<b>Пошук рідкісних ядерних процесів у нуклідах плутонію</b>	
<i>Д. В. Касперович, І. С. Ключев, В. В. Кобичев</i>	65
<b>Інтенсивність гамма-переходу 387,8 кеВ у розпаді <math>^{235}\text{U}</math></b>	
<i>Д. В. Касперович, Ф. А. Даневич, С. С. Драпей, В. І. Кирищук, В. В. Кобичев, В. І. Третьак</i>	66
<b>Пошук резонансних каналів безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра <math>^{106}\text{Cd}</math></b>	
<i>В. Р. Клавдієнко, П. Беллі, Р. Бернабей, Ф. А. Даневич, А. Інчікітті, Ф. Капелла, В. Карачіоло, Д. В. Касперович, В. В. Кобичев, А. Леончіні, В. Мерло, О. Г. Поліщук, В. І. Третьак, Р. Черуллі</i>	68
<b>Використання методів машинного навчання для визначення параметрів лінійної оптики з послідовних показів моніторів позицій пучка у прискорювачах заряджених частинок</b>	
<i>Д. М. Клекоць, О. А. Безиийко, Л. О. Голінка-Безиийко, В. Кубицький, І. Чайковська</i>	69
<b>Development of a low-active source with <math>^{226}\text{Ra}</math> incorporated into gallium metal lattice</b>	
<i>V. V. Kobych, R. Yu. Chaplynskyi, D. V. Kasperovych, V. R. Klavdiienko, A. M. Savrasov, V. I. Tretiyak</i>	71
<b>Пружне та непружне розсіяння <math>^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}</math> при енергії <math>E_{\text{лаб}}(^{13}\text{C}) = 97</math> MeV, відмінності параметрів енергетично залежних потенціалів у формі Вудса - Саксона для систем ядер <math>^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}</math> та <math>^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}</math></b>	
<i>С. Ю. Межевич, О. А. Понкратенко, А. Т. Рудчик, К. Русек, К. В. Кемпер, А. А. Рудчик, В. В. Улещенко, Ю. М. Степаненко, Ю. О. Ширма</i>	72
<b>Перовскітні матеріали та використання їх для детектування іонізуючого випромінювання</b>	
<i>В. С. Орлов, О. А. Безиийко, Л. О. Голінка-Безиийко</i>	73
<b>Характеристика та застосування ядерного скануючого мікрозонда в Інституті прикладної фізики НАН України</b>	
<i>О. Г. Пономарьов, В. І. Возний, І. Г. Ігнат'єв, С. В. Колінько, Д. В. Магліл, В. А. Ребров, В. Ф. Салівон</i>	75
<b>Наукова діяльність ІЯД НАН України в ЦЕРН (до 70-річчя ЦЕРН)</b>	
<i>В. М. Пугач, В. М. Добішук, С. М. Колієв, О. А. Кот, О. О. Кишинський, О. С. Ковальчук, В. О. Кива, В. Є. Лукашенко, О. Ю. Охріменко, Є. О. Петренко, М. В. Пугач, Ю. В. Пилипченко, С. Б. Чернишенко, В. М. Яковенко</i>	77
<b>Моніторингова система умов та безпеки експерименту CBM (GSI/FAIR)</b>	
<i>М. В. Пугач, В. М. Добішук, В. О. Кива, О. С. Ковальчук, О. О. Кишинський, В. М. Пугач, М. А. Теклішин, С. Б. Чернишенко</i>	78
<b>Завдання деконволюції спектра: порівняння двох основних методів вибору параметра регуляризації</b>	
<i>О. М. Соколов</i>	79
<b>Поточний стан експерименту AMoRE</b>	
<i>Н. В. Сокур</i>	81
<b>Перші тести якості алгоритму реконструкції треку для експерименту SuperneTO подвійного бета-розпаду</b>	
<i>К. С. Філоненко, М. Мацко, Ш. Патрік, О. А. Безиийко, Л. О. Голінка-Безиийко</i>	82
<b>Дослідження цифрових алгоритмів формування енергетичних спектрів від сцинтиляційних детекторів CDWO<sub>4</sub></b>	
<i>Р. Ю. Чаплинський, Ф. А. Даневич, Е. Є. Петросян, Д. В. Касперович, В. Р. Клавдієнко, В. В. Кобичев</i>	83

<b>Моніторингова система RMS-R3 у експерименті LHCb для колайдерного режиму та режиму фіксованої мішені</b>	
<i>С. Чернишенко, В. Добішук, В. Пугач, В. Кува, О. Охріменко</i> .....	85
<b>Physics grounds and technical solutions for the LHCb beam and background monitoring system imaging luminous region on-line</b>	
<i>S. Chernyshenko, V. Dobishuk, V. Kyva, O. Okhrimenko, V. Pugatch</i> .....	86
<b>Секція 3. Атомна енергетика</b>	
<b>Нейтронно-фізичні процеси в паливовмісних матеріалах об'єкта «Укриття»</b>	
<i>В. І. Борисенко, В. В. Горанчук, М. С. Юров</i> .....	87
<b>Визначення мас <math>^{238}\text{U}</math> та <math>^{235}\text{U}</math> за збігами нейтронів у пасивному режимі</b>	
<i>Л. Голінка-Безиийко, О. Жуков, В. Лебедь, І. Малюк, М. Стрільчук, Я. Стрільчук, В. Тришин, К. Маєр, Л. Даллас</i> .....	89
<b>Розроблення новітніх методів і засобів навчання, спрямованих на забезпечення фізичної ядерної безпеки в Україні</b>	
<i>С. С. Драпей, В. І. Гаврилюк, В. І. Киришук, Т. В. Вікторенко, А. В. Димчевська, Б. В. Кайдик, О. О. Левіна, В. В. Пархоменко, А. В. Самсоненко, Д. С. Феценко</i> .....	91
<b>VVER-1000 fuel cycle modeling using Serpent 2 for the first loading of Zaporizhzhia NPP unit 4</b>	
<i>V. V. Ilkovych</i> .....	93
<b>Radioactive aerosols in the under arch space of the New Safe Confinement</b>	
<i>О. К. Kalynovskiy, V. O. Krasnov, P. V. Sabenin</i> .....	95
<b>Малі модульні реактори: можливості, безпека, економіка, паливні цикли</b>	
<i>В. М. Павлович</i> .....	96
<b>Радіаційне енерговиділення у внутрішньокорпусних пристроях ВВЕР-1000</b>	
<i>С. М. Пугач, О. В. Гриценко, В. М. Буканов</i> .....	98
<b>Фотоактиваційний аналіз елементного складу радіоактивних металічних матеріалів з АЕС</b>	
<i>А. М. Саврасов, Д. Є. Мизніков, В. О. Желтоножський, В. І. Слісенко, Л. В. Садовніков</i> .....	99
<b>Вихідні події загроз – початкова точка оцінки загроз ядерних установок</b>	
<i>А. В. Самсоненко, Є. М. Письменний, С. С. Драпей, С. В. Клецов</i> .....	101
<b>Self-sustaining traveling wave of nuclear fission propagated by epithermal neutrons in a <math>\text{UC}_2</math> medium</b>	
<i>М. R. Shcherbyna, K. O. Shcherbyna, V. O. Tarasov, S. I. Kosenko, S. A. Chernenko</i> .....	103
<b>Радіаційні характеристики опроміненого ядерного палива</b>	
<i>М. С. Юров, В. В. Горанчук, В. І. Борисенко</i> .....	105
<b>Секція 4. Радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство</b>	
<b>Фотолюмінесценція валіну та гліцину, опромінені малими дозами</b>	
<i>Ю. А. Бандурин, А. М. Завілопуло, Ю. В. Федурця, Ш. Б. Молнар, О. Ю. Бандурин</i> .....	107
<b>Підвищення якості та безпеки при проведенні променевої терапії онкологічних захворювань і рентгенодіагностики</b>	
<i>О. А. Безиийко, Л. О. Голінка-Безиийко, Д. М. Клекоць, В. О. Лебедь</i> .....	109
<b>Моделювання впливу вакансійного насичення на фазові зміни в опромінені твердих наночастинках з використанням термодинаміки Гіббса та стаціонарного наближення в теорії хімічної швидкості</b>	
<i>Ю. С. Білогородський, А. С. Шірінян, О. М. Кріт, В. Ю. Сторіжко</i> .....	111
<b>Радіаційно стимульовані релаксаційні процеси у світлодіодах InGaN</b>	
<i>О. П. Будник, Ю. Б. Мирошніченко, Т. І. Мосюк, Д. П. Стратілат, В. П. Тартачник</i> .....	112
<b>Оцінка цифрового детектора з високою роздільною здатністю для верифікації радіохірургічного плану</b>	
<i>К. В. Вільчинська, О. А. Безиийко, В. П. Ваццишин, Л. О. Голінка-Безиийко, Р. М. Зелінський</i> .....	113
<b>Неоднорідність вмісту фаз у коричневій кераміці лавоподібних паливовмісних матеріалів 4-го блока ЧАЕС</b>	
<i>С. В. Габелков, І. В. Жиганюк, В. О. Краснов, П. Є. Пархомчук, В. Г. Кудлай, Б. С. Савченко, С. О. Чиколовець</i> .....	115
<b>Основні параметри джерела нейтронів на лінійному прискорювачі електронів ЛПЕ-30</b>	
<i>С. Гоків, В. Горбач, С. Кочетов, Л. Колакова, О. Люхтан, Є. Цяцько</i> .....	117
<b>Умови існування термоконцентраційних автоколивань у кристалах метану, опромінованих електронами</b>	
<i>І. Ю. Голіней</i> .....	119

<b>Внесок поступального та обертового броунівського руху наночастинок у мессбауерівський спектр ферорідин</b>	
<i>О. Я. Дзюблик, І. Є. Анохін, В. Ю. Співак</i> .....	121
<b>Моделювання фазових переходів у політипах нітриду бору з перших принципів</b>	
<i>В. І. Іващенко, Н. Ю. Павлова, В. І. Шевченко</i> .....	123
<b>Irradiation induced hardening of advanced BCC-structured alloys</b>	
<i>S. O. Karpov, G. D. Tolstoluts'ka, M. A. Tykhonovs'kyi, V. K. Karpach</i> .....	125
<b>Спектральні характеристики вихідних і опромінених світлодіодів InGaN</b>	
<i>Л. А. Кот, К. С. Кубанкін, М. Б. Пінковська, П. Г. Литовченко, Д. П. Стратілат, В. П. Тартачник</i> .....	127
<b>Фізичний підхід до визначення критичної температури крихкості металу корпусу ВВЕР-1000</b>	
<i>С. О. Котречко, В. М. Ревка, К. Ф. Сорока</i> .....	129
<b>Effects of the degradation of methane molecules during self-oscillation processes in the solid methane under electron irradiation</b>	
<i>V. V. Mykhaylovskyy, V. I. Sugakov</i> .....	131
<b>Вплив легуючих домішок на кінетику спаду фосфоресценції при фіксованих температурах</b>	
<i>О. М. Поп, І. Г. Мегела, В. Т. Маслюк, В. І. Роман, І. В. Пилипчинець, С. В. Олейников, О. В. Пап, І. Ю. Роман, М. П. Візенко, Й. Й. Гайніш</i> .....	133
<b>Нейтронні дослідження впливу фулерену C<sub>60</sub> на динаміку молекул органічних розчинників</b>	
<i>В. І. Слісенко, О. А. Василькевич</i> .....	135
<b>Плазмово-хімічне осадження α-C:H:N захисних покриттів для детекторів на основі CdZnTe</b>	
<i>О. Б. Смірнов, Р. К. Савкіна, Є. В. Малий, А. М. Лук'янов, Д. П. Стратілат</i> .....	137
<b>Особливості електрофізичних характеристик вихідних і опромінених світлодіодних структур, вироблених на основі сполук A<sup>III</sup>B<sup>V</sup></b>	
<i>В. П. Тартачник</i> .....	139

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

<b>Несамостійний вакуумний дуговий розряд у магнітному полі: параметри плазмових потоків і основні характеристики розряду в парах цирконію</b>	
<i>А. Г. Борисенко</i> .....	141
<b>Числове дослідження швидких магнітозвукових мод у токамаках</b>	
<i>О. С. Бурдо, Я. І. Колесниченко, Ю. В. Яковенко, Т. С. Руденко</i> .....	142
<b>Рестрація ядерних реакцій, генерованих високовольтним мікропічнем</b>	
<i>А. А. Гурін, А. С. Адаменко, М. М. Кузьменко, В. А. Левченко</i> .....	143
<b>Циклотронні коливання та явища у токамаках</b>	
<i>Я. І. Колесниченко</i> .....	145
<b>Йонна циклотронна емісія у максвелівській плазмі</b>	
<i>Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, А. В. Тихий</i> .....	146
<b>Вплив просторового каналювання на швидкі магнітозвукові моди</b>	
<i>Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, А. В. Тихий</i> .....	147
<b>Високочастотні поля в замагніченому плазмовому циліндрі з приосовою порожниною, збуджуваному азимутальним високочастотним струмом</b>	
<i>В. М. Лащкін, М. А. Белошенко</i> .....	148
<b>Toroidal Alfvén mode instability driven by plasma current in low-density ohmic plasmas of the spherical torii</b>	
<i>V. S. Marchenko, S. N. Reznik</i> .....	150
<b>Effect of vapor shield on protection of different surfaces from high heat loads during QSPA plasma impact</b>	
<i>V. A. Makhlai, I. E. Garkusha, S. S. Herashchenko, N. N. Aksenov, Yu. V. Petrov, Y. E. Volkova, N. V. Kulik, D. V. Yelisyeyev, P. B. Shevchuk</i> .....	152
<b>Трансформація електромагнітних хвиль в сильнозамагніченій плазмі в присутності верхньогібридної накачки</b>	
<i>В. Г. Панченко, П. В. Порицький, Л. М. Свята</i> .....	154
<b>Оцінка рентгенівського / гамма-випромінювання при взаємодії низькоенергетичних протонів з алюмінієм</b>	
<i>А. М. Саврасов, О. А. Федорович, О. А. Рокицький, Є. Г. Костін, В. І. Чурюмов, В. М. Шевель</i> .....	156
<b>Про концентрацію електронів кульової блискавки</b>	
<i>О. А. Федорович, В. В. Гладковський, Л. М. Войтенко</i> .....	158
<b>Про застосування форми хвильового фронту альвенових мод для діагностики просторового каналювання</b>	
<i>Ю. В. Яковенко</i> .....	160

Секція 6. Радіоекологія та радіобіологія

<b>Короткочасові тренди питомої активності у іхтіофауні водойм зони відчуження Чорнобильської АЕС</b>	
<i>В. В. Беляєв, О. М. Волкова, О. Є. Каглян, Д. І. Гудков, М. О. Меньковська</i> .....	162
<b>Динаміка питомої активності <sup>137</sup>Cs у плодівих тілах маслюків</b>	
<i>О. С. Бурдо, Н. Є. Зарубіна</i> .....	164
<b>Відновлення популяції дрібних гризунів на осушених ділянках водойми-охолоджувача Чорнобильської АЕС: видовий склад, чисельність та її динаміка</b>	
<i>Д. О. Вишневський, К. Д. Корепанова, С. М. Обрізан, О. О. Бурдо, Х. Ішніва</i> .....	166
<b>Сучасний стан і концепція реформування загальнодержавної системи радіаційного моніторингу природного середовища в умовах викликів воєнного часу і зростання ризиків радіаційних аварій</b>	
<i>О. В. Войцехович</i> .....	168
<b>Оптимізація розміщення пунктів багаторічних спостережень за радіоактивним забрудненням ґрунтів гідрометеорологічної мережі спостережень з урахуванням радіоекологічної вразливості територій</b>	
<i>Т. В. Гінчук, О. В. Войцехович</i> .....	170
<b>Деконтамінація забруднених тритієм поверхонь полімерними композитними гідрогелями</b>	
<i>О. В. Коваленко, О. О. Кряжич</i> .....	172
<b>Оцінка радіаційного ризику опромінення біоти наземних та водних екосистем у районі впливу майданчика спадщини уранового виробництва «Придніпровський хімічний завод»</b>	
<i>Т. В. Лаврова, К. О. Кориченський, Л. С. Пірнач</i> .....	174
<b>Дослідження метаболізму <sup>90</sup>Sr і <sup>137</sup>Cs в організмі нориці руді з природних популяцій чорнобильської зони відчуження у віддалений післяаварійний період</b>	
<i>В. І. Ніколаєв, В. А. Шитюк, О. О. Бурдо, Є. В. Тукаленко, А. І. Липська</i> .....	176
<b>Форми знаходження урану і радіонуклідів у ґрунтах ближньої зони нового безпечного конфайнмента об'єкта «Укриття»</b>	
<i>О. О. Одіноч</i> .....	177
<b>Динаміка показників забруднення β-радіонуклідами в санітарно-захисній зоні ядерного реактора ВВР-М Інституту ядерних досліджень НАН України</b>	
<i>І. О. Павленко, О. В. Святун, О. В. Сваричевська</i> .....	179
<b>Стан периферичної крові риб різних екологічних груп у водоймах чорнобильської зони відчуження у 2018 - 2023 рр.</b>	
<i>Н. А. Поморцева, Д. І. Гудков, О. Є. Каглян</i> .....	181
<b>Підвищення протипожежної безпеки чорнобильської зони відчуження через повторне заболочування колишніх меліоративних систем</b>	
<i>В. П. Процак, Г. В. Лаптев, О. В. Войцехович, Ю. О. Чорноморець, Г. А. Деркач, Т. В. Гінчук, К. О. Кориченський</i> .....	183
<b>Дослідження мікробіологічної та мікологічної компоненти ґрунту різних стаціонарів територій зони відчуження ЧАЕС</b>	
<i>Т. І. Тугай, А. В. Тугай, В. О. Желтоножський, Л. В. Садовніков, Н. М. Сергійчук, О. Б. Поліщук</i> .....	185
<b>Використання бджолиного пилку з екологічно чистої місцевості для прискорення виведення <sup>137</sup>Cs з організму людини: попереднє повідомлення</b>	
<i>Т. Ф. Бабенко, М. Пілмане, П. А. Федірко, В. В. Василенко, М. С. Курята, В. В. Морозов</i> .....	187
<b>Рак молочної залози: лінія MDA-MB-231 як модель для вивчення радіочутливості і радіорезистентності та розробки нових стратегій лікування</b>	
<i>В. В. Бриченко</i> .....	188
<b>Radiation modification of the biological activity of alcohol solutions at the M-30 microtron (18.5 MeV)</b>	
<i>S. A. Burmej, N. V. Boyko, N. I. Sviatiuk, J. J. Gaynish, V. T. Maslyuk</i> .....	189
<b>Стан периферичної крові <i>Myodes glareolus</i> з територій із різним рівнем радіонуклідного забруднення</b>	
<i>О. Б. Ганжа, В. В. Павловський, Н. К. Родіонова, О. О. Бурдо, Т. В. Циганок</i> .....	191
<b>Оцінка дозових навантажень від <sup>137</sup>Cs за зовнішнього опромінення нориці руді в умовах чорнобильської зони відчуження</b>	
<i>І. П. Дрозд, В. В. Павловський</i> .....	192
<b>Preliminary results of radiobiological examination of gynaecological cancer patients before and after combined radiotherapy</b>	
<i>E. A. Domina, L. I. Makovetska, O. A. Glavin, V. M. Mikhaillenکو, I. V. Prokopenko</i> .....	193
<b>Вплив радіаційного опромінення фізіологічного розчину на оптичні та цитостатичні властивості фізіологічного розчину та розчину доксорубіцину</b>	
<i>М. А. Заболотний, Л. І. Асламова, М. Ю. Лосицький, Г. І. Соляник, В. П. Данкевич, М. Ю. Барабаш, В. А. Черняк, В. П. Вацішин, Г. І. Довбешко, О. П. Гнатюк</i> .....	194



<b>Вплив пухлинно-індукованого ефекту свідка на рівень радіаційно-індукованих пошкоджень геному в немалігнізованих клітинах хворих на гліобластому</b>	
<i>Д. А. Курінний, О. В. Земскова, О. М. Демченко, Л. В. Неумержицька, М. Г. Романенко, С. Р. Рушковський.....</i>	196
<b>A new combined approach to the analysis of individual features of radiation-induced genome instability</b>	
<i>D. A. Kurinnyi, O. V. Zemskova, O. M. Demchenko, M. G. Romanenko, L. V. Neumerzhitska, S. R. Rushkovsky.....</i>	198
<b>Нові підходи до оцінки віддалених наслідків радіаційного впливу з використанням поєднаного тестування хромосомних аберацій і методу електрофорезу окремих клітин (Comet Assay)</b>	
<i>Д. А. Курінний, Л. В. Неумержицька, М. Г. Романенко, О. М. Демченко, С. Р. Рушковський.....</i>	200
<b>Особливості внутрішнього опромінення та проблеми його дозиметрії</b>	
<i>В. А. Курочкіна, Т. В. Циганок, Л. К. Бездробна.....</i>	202
<b>Нейропсихіатричні особливості стану нервової системи та психіки при дії малих доз іонізуючого випромінювання</b>	
<i>К. В. Куц, І. В. Перчук, З. Л. Василенко, К. Ю. Антипчук, Г. Ю. Крейніс.....</i>	204
<b>Експериментальне обґрунтування ефективності впливу бінарних променевих технологій на злоякісні клітини людини <i>in vitro</i></b>	
<i>Г. Й. Лавренчук, В. В. Талько, А. В. Чернишов, І. Р. Дмитрієва.....</i>	206
<b>Триетапний скринінг потенційно пріоноподібних білків рослин, які утворюються в умовах середовищного стресу</b>	
<i>С. В. Літвінов, Н. М. Рашидов, Н. К. Куцоконь, М. М. Данченко, М. В. Кривохижа, Л. В. Худолєєва, О. Г. Нестеренко, Ю. А. Хома, В. І. Сакада, В. В. Бережна.....</i>	207
<b>Трансформація соціального та психічного здоров'я під час війни</b>	
<i>В. А. Прилишко, Ю. Ю. Озерова, М. М. Морозова.....</i>	208
<b>Підсумки 40-річного епідеміологічного моніторингу злоякісних новоутворень у мешканців територій, радіоактивно забруднених внаслідок аварії на ЧАЕС</b>	
<i>А. Є. Присяжнюк, Н. А. Гудзенко, М. М. Фуз'юк, О. М. Хухрянська, С. А. Даневич, Н. Г. Бабкіна.....</i>	210
<b>Хронічне опромінення малими дозами радіації: патологічні та компенсаторні реакції системи крові референтних видів дрібних гризунів</b>	
<i>Н. К. Родіонова, А. І. Липська, Н. М. Рябченко, О. О. Бурдо, О. Б. Ганжа.....</i>	211
<b>Оцінка стану гемопоетичної системи щурів Wistar, опромінених у сублетальній дозі, за допомогою культури клітин <i>in vivo</i></b>	
<i>І. З. Руссу, Д. І. Білько, Н. М. Білько.....</i>	212
<b>Динаміка генотоксичних ефектів у клітинах кісткового мозку нориці рудої з умовно «чистих» і радіаційно забруднених локацій чорнобильської зони відчуження</b>	
<i>Н. М. Рябченко, О. О. Бурдо, А. І. Липська.....</i>	213
<b>Стислі підсумки медичних наслідків чорнобильської катастрофи у віддаленому післяаварійному періоді (до 38 роковин аварії на ЧАЕС)</b>	
<i>В. О. Сушко, О. О. Колосинська.....</i>	215
<b>Скловидне тіло: ранні зміни у мешканців радіаційно забруднених територій</b>	
<i>П. А. Федірко, Т. Ф. Бабенко, М. Пілмане, Н. А. Гарькава, Р. Ю. Дорічевська.....</i>	217
<b>Розвиток радіаційно-індукованого ефекту свідка в лімфоцитах крові людини за умов впливу середовища культивування опромінених <i>in vitro</i> клітин недрібноклітинного раку легень A-549</b>	
<i>О. В. Шеметун, О. О. Талан, О. Б. Дибська.....</i>	219
<b>Авторський показчик.....</b>	221

**EFFECTS OF DYNAMIC DEFORMATION OF FERMI SURFACE  
ON GIANT RESONANCES IN NUCLEI**

**V. I. Abrosimov, O. I. Davydovska**

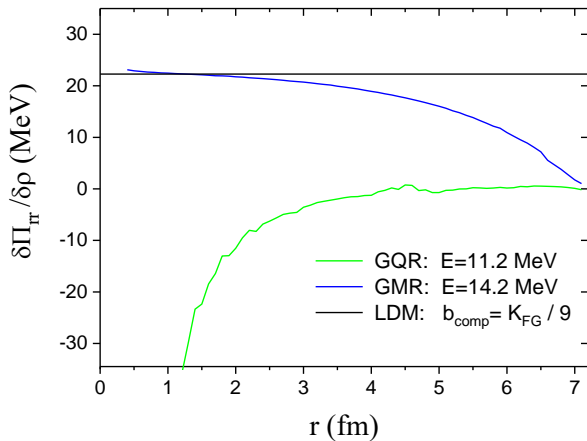
*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

The dynamic deformation of the Fermi surface is related to changes in the distribution of nucleons in momentum space at collective excitation in the nucleus and therefore involves the formation of collective nuclear dynamics. In this paper, we consider a kinetic description of the effect of dynamic deformation of the Fermi surface on the monopole and quadrupole giant resonances in heavy spherical nuclei. We apply a kinetic model based on the explicit solution of the Vlasov kinetic equation for finite systems with a moving surface [1] that makes it possible not to use additional assumptions about the character of dynamic changes of the Fermi surface. The momentum flux tensor associated with the monopole and quadrupole resonances, which gives information about the effect of dynamic deformation of the Fermi surface on collective excitations in nuclei, is studied.

In kinetic theory, the variation of the momentum flux tensor associated with multipole excitations is determined as

$$\delta\Pi_{ik}(\vec{r}, \omega) = \frac{1}{m} \int d\vec{p} p_i p_k \left[ \delta n(\vec{r}, \vec{p}, \omega) - \frac{dn_0}{d\varepsilon} \delta U(\vec{r}, \omega) \right]. \quad (1)$$

Here  $\delta n(\vec{r}, \vec{p}, \omega)$  is the variation of the phase-space distribution function related to the excitation with the energy  $E = \hbar\omega$  is the mean-field variation induced by the residual interaction between nucleons, and  $m$  is nucleon mass. In our model, the equilibrium distribution function  $n_0$  depends only on the one-particle energy  $\varepsilon$ . Indices  $i$  and  $k$  indicate the components of the tensor in the orthogonal coordinate system. We consider the momentum flux tensor in the meridian plane  $XZ$  and use the spherical coordinate system, therefore the particle radius-vector is given by  $\vec{r} = (r, \varphi = 0, \vartheta)$  and the particle momentum is defined as  $\vec{p} = (p_r, p_\varphi = 0, p_\vartheta)$ . Analytical expressions for the variations of the components of the momentum flux tensor associated with multipole excitations  $\delta\Pi_{ik}(r, \vartheta, \omega)$  are obtained by using a separable approximation for the residual interaction between nucleons. To estimate the stiffness of the nucleus associated with the formation of the monopole and quadrupole giant resonances, which are caused by the change of the nucleon density, numerical calculations of the ratio of the variation of the radial-radial (normal) component of the momentum flux tensor  $\delta\Pi_{rr}(r, \vartheta, \omega)$  to the variation of the nucleon density  $\delta\rho(r, \vartheta, \omega)$  associated with monopole and quadrupole resonances were carried out, see Figure.



The ratio of the variation of the normal component of the momentum flux tensor  $\delta\Pi_{rr}(r, \vartheta, \omega)$  to the variation of the nucleon density  $\delta\rho(r, \vartheta, \omega)$  is shown for monopole (blue curve) and quadrupole (green curve) resonances. The system contains  $A = 208$  nucleons. The compressibility coefficient of the nuclear Fermi gas  $b_{comp}$  is shown by the black line.

Calculations show that the ratio  $\delta\Pi_{rr}(r, \vartheta, \omega)/\delta\rho(r, \vartheta, \omega)$  for the giant monopole resonance has a hydrodynamic character inside the nucleus: it is approximately equal to the compressibility coefficient of the nuclear Fermi liquid  $b_{comp}$ . While the ratio  $\delta\Pi_{rr}(r, \vartheta, \omega)/\delta\rho(r, \vartheta, \omega)$  associated with giant quadrupole resonance has a different character: its local values differ noticeably from the compressibility coefficient

$b_{comp}$ . We found that the non-diagonal component of the momentum flux tensor  $\delta\Pi_{r\theta}(r, \vartheta, \omega)$  is zero for the giant monopole resonance, whereas the momentum flux tensor associated with the giant quadrupole resonance has the non-diagonal component. The presence of the non-diagonal component means that the dynamic Fermi surface influences the formation of the giant quadrupole resonance.

Our study of the effect of dynamic deformation of the Fermi surface on giant monopole and quadrupole resonances in heavy spherical nuclei confirms the compression nature of giant monopole resonance and shows that the formation of giant quadrupole resonance is due to the dynamic Fermi surface. The last result is obtained without using any additional assumptions about the character of dynamic changes of the Fermi surface.

1. V.I. Abrosimov et al. Phys. Part. Nucl. 36 (2005) 699.

**ПОПЕРЕЧНІ ПЕРЕРІЗИ ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ДЛЯ СИСТЕМ  $^{16}\text{O} + ^{42}\text{Ca}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ca}$   
У РАМКАХ МОДИФІКОВАНОГО МЕТОДУ ТОМАСА - ФЕРМІ  
З УРАХУВАННЯМ КОРА ВІДШТОВХУВАННЯ**

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

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Дослідження фундаментальних властивостей ядерних реакцій, зокрема, перерізів різноманітних процесів, перш за все потребує знання потенціалу ядерно-ядерної взаємодії. Для побудови потенціалу взаємодії на даний час розвинуто чимало методів. У своїй роботі ми використовували модифікований метод Томаса - Фермі, що є напівмікроскопічним підходом, із силами Скірма [1 - 4], залежними від густини. Для сил Скірма було взято параметризацію SkP. Вибір даного методу зумовлений тим, що на малих відстанях між ядрами, за суттєвого перекриття нуклонних густин, ядерно-ядерний потенціал демонструє наявність кора відштовхування [5] – така поведінка потенціалу є дуже суттєвою при описі процесів пружного розсіяння.

У рамках обраного нами методу було отримано потенціали ядерно-ядерної взаємодії для реакцій  $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$  та  $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ca}$ . Наступним етапом було представлення одержаних потенціалів в аналітичній формі, що повинно суттєво спростити подальші розрахунки. Принциповим моментом при цьому було передати наявність у потенціалі кора відштовхування на малих відстанях, з огляду на що традиційне представлення потенціалу у формі Вудса - Саксона не могло нас влаштувати. Для цього до аналітичної формули Вудса - Саксона було приєднано ще один доданок, аналогічний за формою виразу кінетичної енергії методу Томаса - Фермі [1 - 4]. Він забезпечив опис кора відштовхування за малих відстаней між ядрами:

$$V_{FIT}(R) = \frac{-V_0}{1 + e^{\frac{R-R_0}{d_0}}} + \left( \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{R-C}{a}}} \right)^{\frac{5}{3}}. \quad (1)$$

Остаточна формула (1), таким чином, містить шість підгоночних параметрів  $V_0$ ,  $R_0$ ,  $d_0$ ,  $V_c$ ,  $C$  та  $a$ , значення яких було отримано шляхом мінімізації для максимально якісного опису розрахункового потенціалу.

На рис. 1 одночасно показано як розрахункові потенціали, одержані нами в рамках модифікованого методу Томаса - Фермі із силами Скірма, так і їхні аналітичні представлення ( $V_{FIT}$ ). З рисунка можемо бачити, що запропонована формула підгонки  $V_{FIT}$  дуже добре описує потенціал ядерно-ядерної взаємодії, отриманий у чисельних розрахунках.

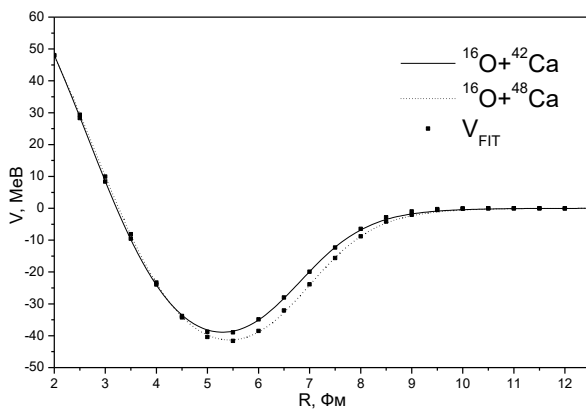


Рис. 1. Ядерна частина потенціалів взаємодії для реакцій  $^{16}\text{O} + ^{42}\text{Ca}$  та  $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ca}$ , одержаних у рамках модифікованого методу Томаса - Фермі, а також їхнє представлення в аналітичній формі ( $V_{FIT}$ ).

Після цього ми перейшли до розрахунку перерізів пружного розсіяння обраних реакцій у рамках оптичної моделі, при цьому отримані потенціали ядерно-ядерної взаємодії було використано в якості дійсної частини. Було розраховано перерізи пружного розсіяння для систем  $^{16}\text{O} + ^{42}\text{Ca}$  за енергії пучка  $E_{lab} = 56, 60$  MeV та  $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ca}$  за енергії пучка  $E_{lab} = 40, 56$  MeV. На рис. 2 і 3 наведено приклади одержаних результатів. З рисунків можна бачити, що отримані нами перерізи пружного розсіяння добре описують наявні експериментальні дані. Слід відзначити, що в усіх розрахунках використовувався однаковий вираз для дійсної частини потенціалу, а підганялася лише уявна частина.

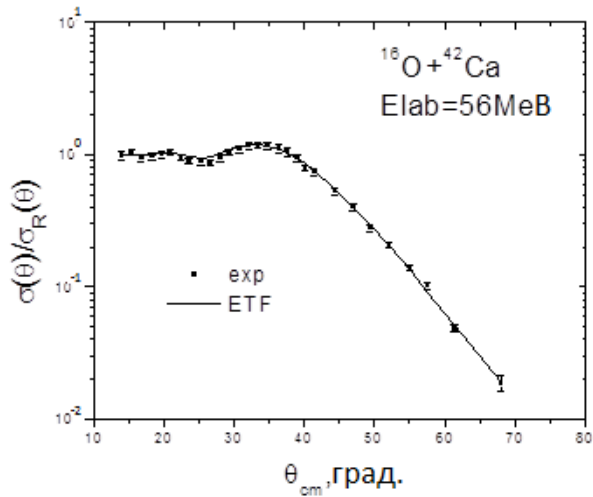


Рис. 2. Поперечний переріз пружного розсіяння для системи  $^{16}\text{O} + ^{42}\text{Ca}$  за енергії пучка  $E_{lab} = 56 \text{ MeV}$ , розрахований у рамках модифікованого наближення Томаса - Фермі із силами Скірма (ETF), залежними від густини, а також експериментальні дані (exp).

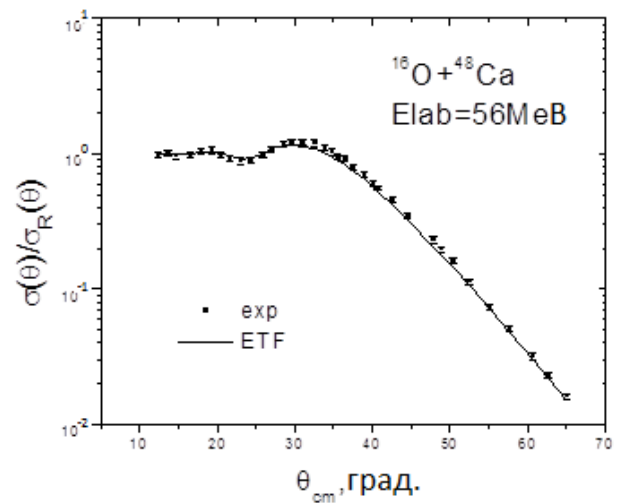


Рис. 3. Поперечний переріз пружного розсіяння для системи  $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ca}$  за енергії пучка  $E_{lab} = 56 \text{ MeV}$ , розрахований у рамках модифікованого наближення Томаса - Фермі із силами Скірма (ETF), залежними від густини, а також експериментальні дані (exp).

1. M. Brack, C. Guet, H.V. Nakanson. Phys. Rep. 123 (1985) 275.
2. В.О. Нестеров, О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов. Ядерна фізика та енергетика 20(4) (2019) 349.
3. О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов, В.О. Нестеров. УФЖ. 62(6) (2017) 471.
4. O.I. Davydovska, V.Yu. Denisov, V.A. Nesterov. Nucl. Phys. A 989 (2019) 214.
5. V.Yu. Denisov, O.I. Davidovskaya. Ukr. J. Phys. 55 (2010) 861.

# PRE-NEUTRON EMISSION AVERAGE TOTAL KINETIC ENERGY OF FISSION FRAGMENTS

**V. Yu. Denisov<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> *INFN Laboratori Nazionali di Legnaro, Legnaro, Italy*

<sup>2</sup> *Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine*

Recently, the average total kinetic energies of fission fragments (TKE) have been measured in the (n, f) reactions using the targets <sup>233</sup>U [1], <sup>235</sup>U [2], <sup>238</sup>U [3,4], and <sup>239</sup>Pu [5] in very wide intervals of the incident neutron energies  $E_n$  (Fig. 1). For example, the average total kinetic energies of the fragments in the reaction <sup>238</sup>U have been measured for the neutron energies from  $\sim 1.3$  to  $\sim 500$  MeV [3, 4].

The dependencies  $TKE(E_n)$  for the (n, f) reactions measured on the targets <sup>235</sup>U for  $E_n < 9$  MeV, <sup>238</sup>U for  $E_n < 30$  MeV, and <sup>239</sup>Pu for  $E_n < 6$  MeV are described with the help of linear or quadratic fits in Ref. [6]. The dependence  $TKE(E_n)$  for  $E_n < 20$  MeV is analyzed using a combination of the multichance fission approach and a simple energy dependence of the single-chance  $TKE(E_n)$  in Ref. [7]. The old data for  $TKE(E_n)$  or the data in limited ranges of  $E_n$  are discussed in [6, 7]. The quadratic polynomial function dependent on  $\log_{10}(E_n)$  is applied in Ref. [2] for a description of the experimental dependence  $TKE(E_n)$  for reaction <sup>235</sup>U(n, f) measured in the range  $2 \text{ MeV} < E_n < 100 \text{ MeV}$ . Hence, the fitting functions used for the data descriptions in Refs. [2, 6, 7] are very different. The fitting parameters of the expressions for  $TKE(E_n)$  obtained in these references are not linked to any fission characteristics.

The dependence of the average total kinetic energy on the excitation energy of the compound nucleus  $E^*$  is an important physical quantity for modeling the fission reaction and, especially, for a redistribution of the energy released in fission between various degrees of freedom. Note, that the coupling between  $E_n$  and  $E^*$  is a linear function. Therefore, it is very important to find the dependence  $TKE(E^*)$  in the framework of a simple statistical model. Such dependence shows the main physical quantities, which are responsible for the energy dependence of the average total kinetic energies of the fission fragments.

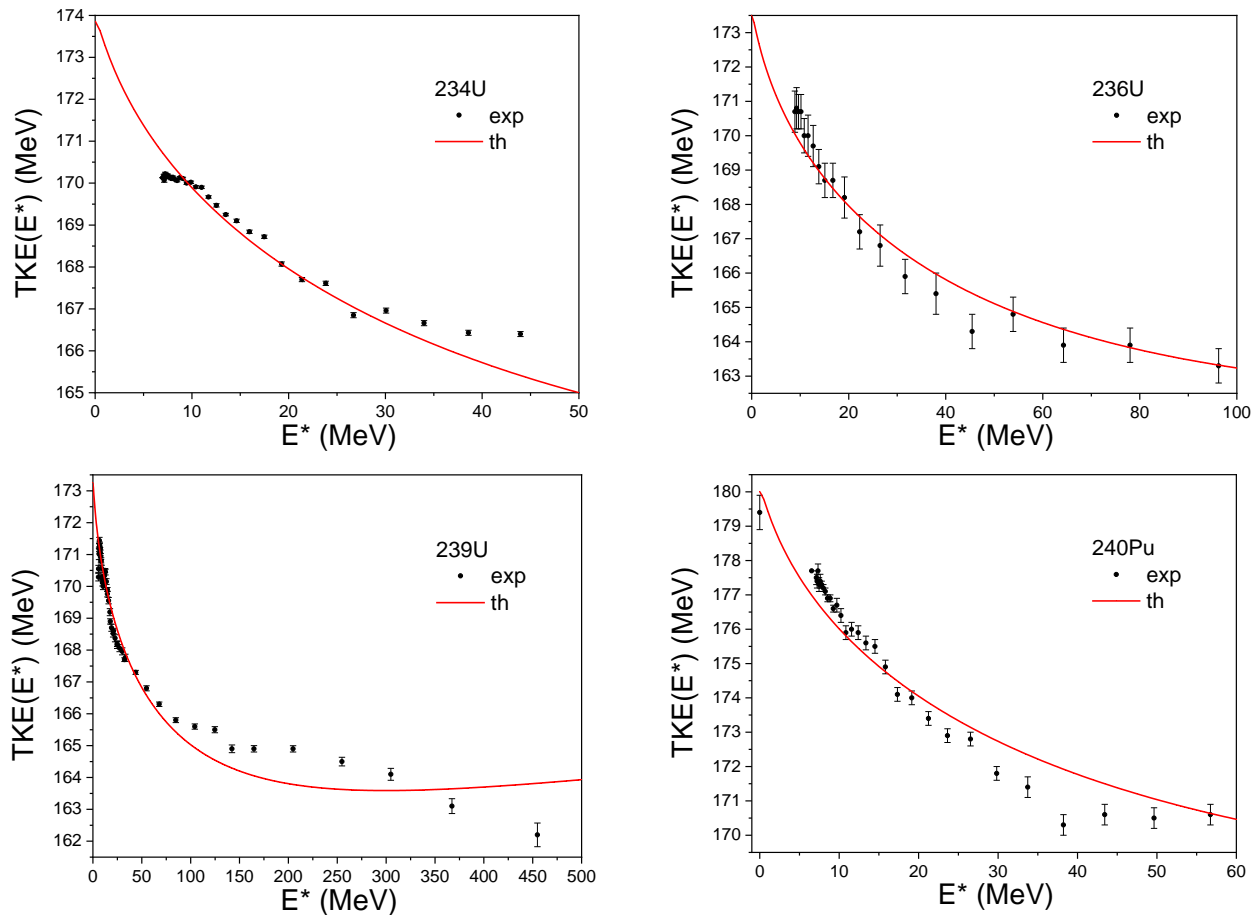


Fig. 1. The comparison of the dependence  $TKE(E^*)$  with the experimental data of the compound nuclei <sup>234</sup>U [1], <sup>236</sup>U [2], <sup>239</sup>U [3, 4], and <sup>240</sup>Pu [5], see for details [8].

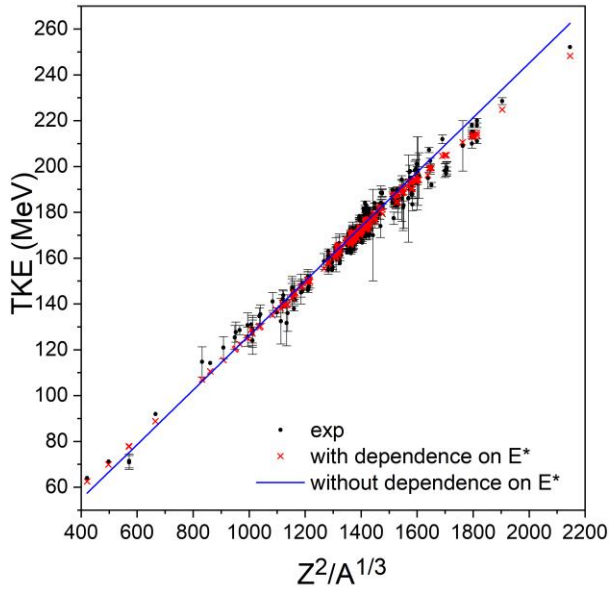


Fig. 2. The comparison of the dependence TKE with the experimental data of the compound nuclei in the ranges  $47 < Z < 120$  and  $77 < A < 303$ . The theoretical results with and without the dependence TKE on the compound nucleus excitation energy are presented.

$47 < Z < 120$  and  $77 < A < 303$  are measured by various experimental groups in different reactions at various excitation energies of the fissioning nuclei. The dependence of the TKE on the excitation energy of the fissioning nuclei is clearly shown for many nuclei, see, for example, Figs. 1 and 2. The account of the excitation energy dependence of the TKE leads to the smallest value of the root-mean-square deviation between the experimental and theoretical TKE values.

The expression for the dependence of the average total kinetic energy of the fission fragments on the excitation energy of the compound nucleus has been derived in Refs. [8, 9]. The average total kinetic energy decreases smoothly with an increasing the excitation energy of the compound nucleus because the width of mass distribution of the fission fragments rises with energy. Due to wider mass distribution, the asymmetric fission fragments start to play a significant role. The Coulomb interaction potential of asymmetric fission fragments is smaller than the one of the symmetric fission fragments. This leads to the reduction of the average total kinetic energy of the fission fragments with the excitation energy rising.

A new expression for a calculation of the pre-neutron emission average total kinetic energy of fission fragments (TKE), which takes into account the dependence of TKE on both  $Z^2/A^{1/3}$  and the excitation energy of the fissioning nuclei, is found using the 728 experimental values of the TKE [10]. These 728 values of TKE for 115 fissioning nuclei with the numbers of proton and nucleons in the ranges

1. D. Higgins et al. Phys. Rev. C 101 (2020) 014601.
2. R. Yanez et al. Nucl. Phys. A 970 (2018) 65.
3. C.M. Zoeller. Ph.D. Thesis. Forschungszentrum Juelich. Germany (1995); C.M. Zoeller et al. Proc. of the Sem. Fission, Habay-la-Neuve, Belgium, p. 56 (1995).
4. D.L. Duke et al. Phys. Rev. C 94 (2016) 054604.
5. K. Meierbachtol et al. Phys. Rev. C 94 (2016) 034611.
6. D.G. Madland. Nucl. Phys. A 772 (2006) 113.
7. J.P. Lestone, T.T. Strother. Nucl. Data Sheets 118 (2014) 208.
8. V.Yu. Denisov, I.Yu. Sedykh. Phys. Lett. B 824 (2022) 136814.
9. V.Yu. Denisov, I.Yu. Sedykh. Phys. Rev. C 105 (2022) 014616.
10. V.Yu. Denisov. At. Data Nucl. Data Tabl. 152 (2023) 101582.

# EXPRESSION FOR THE HEAVY-ION FUSION CROSS-SECTION

V. Yu. Denisov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> INFN Laboratori Nazionali di Legnaro, Legnaro, Italy

<sup>2</sup> Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

The study of fusion reactions at sub-barrier energies has seen an increased interest in recent years [1 - 7]. The fusion process is assumed to occur if colliding nuclei penetrate or overcome the total potential barrier formed due to Coulomb, nuclear, and centrifugal forces.

The parabolic barrier often approximates the total heavy-ion potential around the barrier [1 - 3]. There is an exact expression for the transmission coefficient through the parabolic barrier [8, 9]. By using this expression for the transmission coefficient, Wong obtained a simple expression for the heavy-ion fusion cross-section [1]. This expression is very widely applied for the analysis of the heavy-ion fusion cross-section, see, for example, Refs. [1 - 3] and papers cited therein.

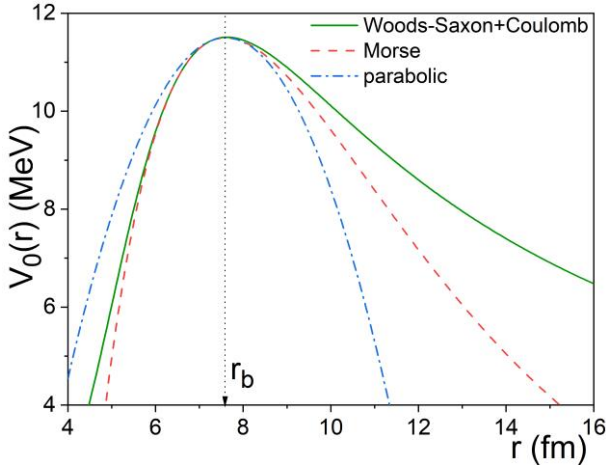


Fig. 1. The comparison of the total potential for  $\ell = 0$  (Woods - Saxon + Coulomb) with the Morse and parabolic approximations of the total potential around the barrier for the system  $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ . The barrier height  $B$ , radius ( $r_b$ ), and curvature  $\hbar\omega$  for all potentials are the same.

expression for the heavy-ion fusion cross-section for the Morse potential using the same approximations as in the case of the Wong formula [1]. Such an analytical formula is derived in Ref. [12].

The expression for the heavy-ion fusion cross-section for the Morse potential using the same approximations as in the case of the Wong formula is

$$\begin{aligned} \sigma(E) = \pi r_b^2 \left\{ 1 - \frac{B}{E} + \frac{(\hbar\omega)^2}{48BE} + \right. \\ \left. + \frac{\hbar\omega}{2\pi E} \ln \left[ 1 + \exp(4\pi(B - \sqrt{BE}) / \hbar\omega) \right] + \right. \\ \left. + \frac{(\hbar\omega)^2}{8\pi^2 BE} \text{Li}_2 \left[ -\exp(4\pi(B - \sqrt{BE}) / \hbar\omega) \right] \right\}. \end{aligned}$$

Here  $\text{Li}_2(x)$  is the dilogarithm function.

The over-barrier fusion cross-sections calculated for the parabolic and Morse potentials at the same values of the barrier height  $B$ , radius  $r_b$ , and curvature  $\hbar\omega$  lead to practically the same cross-section values. In contrast to this, the values of the sub-barrier fusion cross-sections obtained with the help of the Morse potential are smaller than the ones for the parabolic barrier. The fusion cross-sections obtained for the Morse and parabolic approximations of the total heavy-ion potential have different dependencies on collision energy.



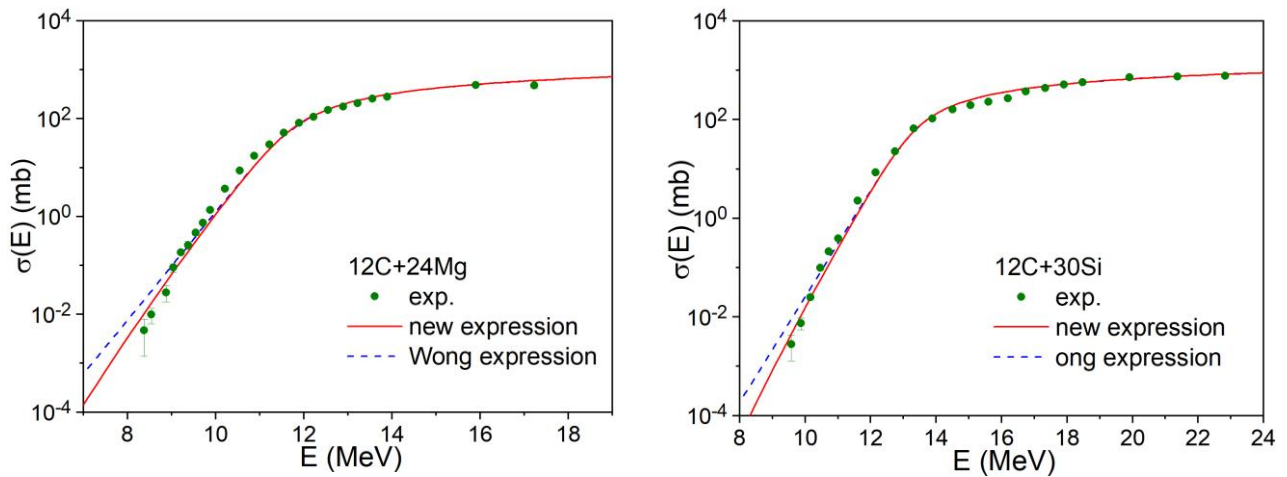


Fig. 2. The comparison of the fusion cross-section  $\sigma(E)$  for the reactions  $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$  and  $^{12}\text{C} + ^{30}\text{Si}$  evaluated with the help of Wong and new expression with experimental data from Refs. [6 - 7].

The fusion cross-sections obtained using Morse approximations of the total heavy-ion potential better agree with the experimental data for the reactions  $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$  and  $^{12}\text{C} + ^{30}\text{Si}$  (Fig. 2), than the parabolic one (the Wong expression).

1. C.Y. Wong. Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 766.
2. B. Balantekin, N. Tagikawa. Rev. Mod. Phys. 70 (1998) 77.
3. M. Dasgupta et al. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 48 (1998) 401.
4. V.Yu. Denisov. Eur. Phys. J. A 7 (2000) 87.
5. B.B. Back et al. Rev. Mod. Phys. 86 (2014) 317.
6. G. Montagnoli et al. Phys. Rev. C 97 (2018) 024610.
7. G. Montagnoli et al. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 49 (2022) 095101.
8. E.C. Kemble. Phys. Rev. 48 (1935) 549.
9. D.L. Hill, J.A. Wheeler. Phys. Rev. 89 (1953) 1102.
10. P.M. Morse. Phys. Rev. 34 (1929) 57.
11. Z. Ahmed. Phys. Lett. A 157 (1991) 1.
12. V.Yu. Denisov. Phys. Rev. C 107 (2023) 054618.

# SIMPLE EXPRESSIONS FOR CALCULATION OF PROXIMITY INTERACTION OF ARBITRARILY ORIENTED DEFORMED NUCLEI

**V. Yu. Denisov<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> INFN Laboratori Nazionali di Legnaro, Legnaro, Italy

<sup>2</sup> Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

The proximity force approximation is introduced to evaluate the force between two bodies with smooth gently curved convex surfaces at small distances between them. This approximation is widely used in physics, physical chemistry, and surface physics. The proximity force approximation is extensively used in nuclear physics too.

To date, there are many various parametrizations of the proximity type potentials for the description of the interaction between two spherical nuclei. The proximity potentials are very popular because it is easy to use them and the various heavy-ion reactions around the barrier are well described using the available parametrizations.

To calculate the proximity potential, it is necessary to know the shortest distance  $S$  between the surfaces of interacting nuclei and the surface curvatures of the interacting nuclei in the points connecting the closest points  $C$  and  $D$  of the nuclei surfaces (Fig. 1). These quantities are easy to find for the interacting spherical ions. In the case of deformed nuclei, the line associated with the shortest distance between the surfaces of the nuclei is not parallel to the line connecting the centers of mass of the nuclei  $O_1O_2$  at certain orientation angles, see Fig. 1.

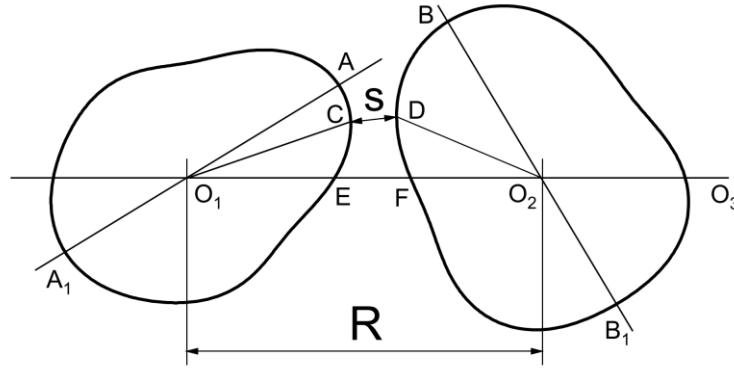


Fig. 1.  $S$  is the closest distance between the deformed arbitrarily oriented nuclei.  $C$  and  $D$  are the closest points of nuclei.  $R$  is the distance between the mass centers  $O_1$  and  $O_2$ .  $AA_1$  and  $BB_1$  are the axial symmetry axes of nuclei.  $O_1O_2$  is the line connecting the centers of mass of the nuclei. Angles  $AO_1O_3$  and  $BO_2O_3$  are the angles describing the orientation of nuclei.

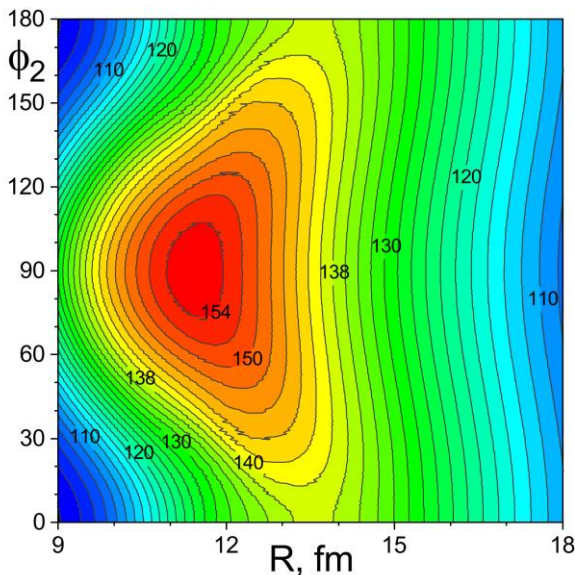


Fig. 2. The potential  $V(R, \Phi_2)$  for the system  $^{48}\text{Ca} + ^{170}\text{Er}$  for  $L = 0$ . The contour lines are drawn every 2 MeV.

Therefore, it is useful to find simple expressions for the evaluation of the shortest distance between the surfaces of interacting deformed nuclei and the surface curvatures of the interacting nuclei in the points connecting the closest points  $C$  and  $D$  of the nuclei surfaces. The application of these expressions for the calculation of the proximity potential should be simple and without additional numerical efforts. Such expressions are obtained and presented in Ref. [1] using the first order of the perturbation theory on the values of the surface multipole deformation parameters. These expressions are valid for any parametrization of the proximity force.

Let us consider the barrier of the system  $^{48}\text{Ca} + ^{170}\text{Er}$  in detail. The double-magic nucleus  $^{48}\text{Ca}$  is spherical. The nucleus  $^{170}\text{Er}$  is well-deformed. The potential for this system strongly depends on the orientation angle  $\Phi_2 = BO_2O_3$  (Fig. 2). As a result, the barrier height strongly

depends on the orientation too, see Fig. 2. The difference between the barrier heights corresponding to  $\Phi_2 = 90^\circ$  and  $\Phi_2 = 0^\circ$  is close to 15 MeV.

The results of the calculation of the fusion cross-section for the systems  $^{48}\text{Ca} + ^{168,170}\text{Er}$  are compared with the experimental ones in Fig. 3. Note that the mutual orientation of nuclei is not fixed during the collision; therefore, the fusion cross-section of deformed nuclei is averaged on all possible values of the orientational angles.

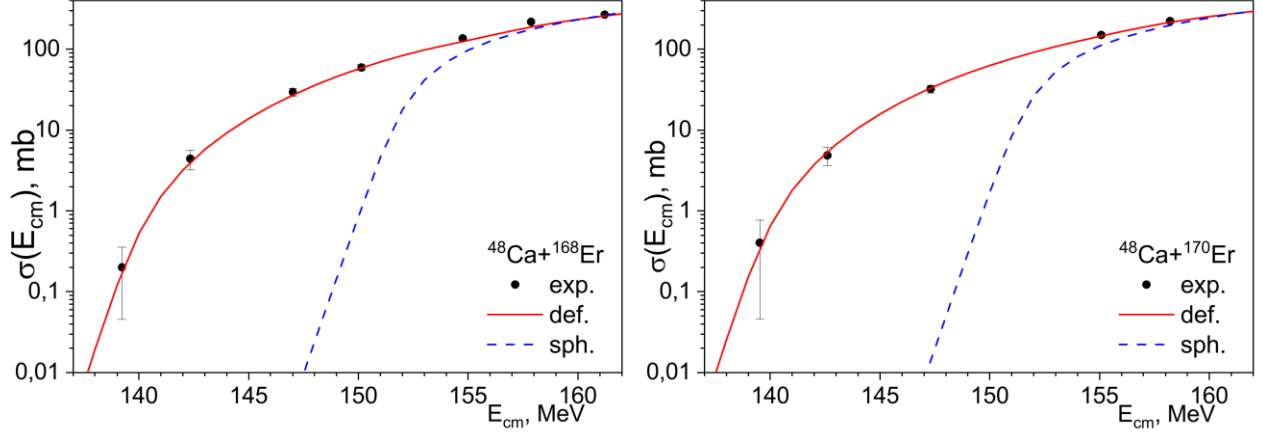


Fig. 3. The fusion cross-sections for  $^{48}\text{Ca} + ^{168}\text{Er}$  (left panel) and  $^{48}\text{Ca} + ^{170}\text{Er}$  (right panel). Experimental data from Ref. [2] are compared with the calculations of fusion cross-section, which take into account (solid lines) or neglected (dash lines) the shape deformation of erbium.

The experimental fusion cross-sections are taken from Ref. [2]. The results of calculations with spherical shapes of erbium are also presented in Fig. 3 for comparison. The calculations for the case of the spherical shape of the erbium strongly underestimate the experimental cross-section at sub-barrier energies. As seen in Fig. 3, the account of the ground-state quadrupole and hexadecapole deformations of erbium leads to a good description of the fusion cross-section.

1. V.Yu. Denisov. Int. J. Mod. Phys. 32 (2023) 2350005.
2. R.N. Sagaidak et al. Phys. Rev. C 68 (2003) 014603.

# MICROSCOPIC DERIVATION OF THE GENERALIZED BOHR HAMILTONIAN

**A. Ya. Dzyublik<sup>1</sup>, K. Starosta<sup>2</sup>, Z. Yu<sup>2</sup>, T. Koike<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup> *Simon Fraser University, Burnaby, Canada*

<sup>3</sup> *Institute for Excellence in Higher Education, Tohoku University, Sendai, Japan*

Bohr's Hamiltonian is one of the main cornerstones of the nuclear structure theory. It was derived by Aage Bohr [1], treating the nucleus as a liquid spherical drop with uniform density and sharp surface, performing quadrupole vibrations with small amplitude. During such oscillations at any moment, the nucleus attains an ellipsoidal shape, retaining its volume constant due to the small compressibility of the nuclear matter. Using this fact Bohr defined the nuclear rotation as a rotation of the instantaneous principal axes of its shape ellipsoid, whose orientation in the space is determined by three Euler angles. The other two coordinates were chosen as quadrupole deformation parameter  $\beta$  and triaxiality parameter  $\gamma$ , describing the deviation of the quadrupole ellipsoid from an axially symmetric shape. Smallness of the vibrational amplitude meant that  $\beta \ll 1$ .

The pioneering work of Bohr [1] has been followed by a number of papers (see, e.g., [2, 3]), regarding rotating nuclei from the microscopic point of view as an ensemble of interacting nucleons, rather than the semi-empirical deformed liquid drop. It was shown that the rotation of the many-body system of  $N$  nucleons should be identified with the rotation of the body-fixed frame bound to the principal axes of its inertia tensor. Unfortunately, all these papers used a redundant set of coordinates for the description of the nuclei, which led to the appearance of spurious states. Only in the paper [4] the kinetic energy operator of the nucleus has been expressed in terms of the independent set of  $3N$  collective variables. Following Ref. [4] we constructed the collective Hamiltonian for nuclei with arbitrary deformation, which recovers the results of Bohr [1] at  $\beta \ll 1$ . The classical relative kinetic energy  $T$  of  $N$  nucleons in the center-of-mass frame is expressed in terms of the Jacobi vectors  $\mathbf{q}_i$ , where  $i = 1, 2, \dots, n$  with  $n = N - 1$ . We introduce the rotating frame  $\xi, \eta, \zeta$ , directed along the principal axes of the nuclear tensor of inertia, whose orientation is determined by the Euler angles  $\varphi, \vartheta, \psi$ . In the principal axes, the off-diagonal elements of the inertia tensor vanish, so that

$$\sum_{i=1}^n a_{i\xi} a_{i\eta} = \sum_{i=1}^n a_{i\xi} a_{i\zeta} = \sum_{i=1}^n a_{i\eta} a_{i\zeta} = 0, \quad (1)$$

where  $a_{i\nu}$  denote the projections of the Jacobi vectors  $\mathbf{q}_i$  on the axes  $\xi, \eta, \zeta$ . Next, we introduce an abstract Euclidean space with basis orthonormal vectors  $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \dots, \mathbf{e}_n$ , which satisfy the condition  $(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_j) = \delta_{ij}$ , and define their three vectors  $\mathbf{A}_\nu$ :

$$\mathbf{A}_\nu = \sum_{i=1}^n a_{i\nu} \mathbf{e}_i \quad (\nu = 1, 2, 3) \quad (2)$$

with lengths  $a_\nu$ . The constraint (1) can be treated as an orthogonality condition  $\mathbf{A}_\mu \cdot \mathbf{A}_\nu = \delta_{\mu,\nu}$  for these vectors, while their lengths  $a_1, a_2, a_3$  serve as three collective coordinates, specifying the size and shape of the nucleus. It is natural to determine the remaining  $3n - 6$  internal coordinates as any rotational variables, which describe the orientation of three vectors  $\mathbf{A}_1, \mathbf{A}_2, \mathbf{A}_3$  in the  $n$ -dimensional hyperspace. For this aim the rotating frame  $\mathbf{e}'_1, \mathbf{e}'_2, \dots, \mathbf{e}'_n$  is introduced with unit vectors  $\mathbf{e}'_{n-3+\nu}$  along the vectors  $\mathbf{A}_\nu$ . The rotation of these three vectors in the hyperspace is determined by  $3n-6$  generalized Euler angles  $\theta_k^j$ , introduced by Vilenkin [5].

Following Bohr's model [1], we again demand the vibrations and rotations only change the shape of the ellipsoidal nucleus keeping unchanged its volume, i.e., we demand that at arbitrary deformations the product of radii  $R_\kappa$  of the nuclear ellipsoid is related to the radius  $R_0$  of the sphere with the same volume by  $R_1 R_2 R_3 = R_0^3$  at  $R_0 = \text{const}$ . The radii, meeting this condition, can be chosen as  $R_\kappa = R_0 E_\kappa(\beta, \gamma)$ , where  $\kappa = 1, 2, 3$  and

$$E_\kappa(\beta, \gamma) = \exp\left[\tilde{\beta} \cos\left(\gamma - \frac{2\pi}{3} \kappa\right)\right], \quad \tilde{\beta} = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta. \quad (3)$$

When  $\beta \ll 1$ , the above expressions for  $R_\kappa$  coincide with well-known ones, and respectively our generalized parameters  $\beta, \gamma$  coincide with Bohr's variables. The radii of the nuclear ellipsoid of inertia  $a_\nu$  are proportional to  $R_\nu$ , therefore they are determined by the same formulas but with  $R_0$  replaced by the radius of the inertia ellipsoid  $a_0 \sim \rho_h$ . If  $\beta \ll 1$  the variable  $\rho_h$  means the nuclear hyperradius. Expressing the kinetic energy  $T$  in the collective variables  $\varphi, \vartheta, \psi, \rho_h, \beta, \gamma, \theta_k$ , and then quantizing it we got the corresponding operator as a sum of the operators responsible for vibrations, rotation, Coriolis interaction, and internal motion. The operators of both rotation and Coriolis interaction depend on the total angular momentum of the nucleus  $\mathbf{L}$  and the generator's  $\mathbf{j}_{ik}$  of rotations in the planes of the frame rotation in hyperspace. The generators, corresponding to intrinsic rotations in the planes of three vectors directed along  $\mathbf{A}_\nu$ , are coupled to  $\mathbf{L}$ . In the case of axially symmetric nuclei, they coincide with the usual angular momenta of internal rotations.

If  $\beta \ll 1$ , the coupling of the monopole and quadrupole vibrations is absent. Ignoring this coupling at arbitrary  $\beta$ , we get the vibrational term as a sum of monopole and quadrupole parts. The latter is

$$\begin{aligned} \hat{T}_{vib}^{(2)} = & -\frac{\hbar^2}{2B} \frac{1}{\sqrt{w\rho}} \left\{ \frac{1}{\beta^4} \left[ \frac{\partial}{\partial \beta} \beta^4 \sqrt{\frac{\rho}{w}} b_{\gamma\gamma} \frac{\partial}{\partial \beta} - \frac{\partial}{\partial \beta} \beta^3 \sqrt{\frac{\rho}{w}} b_{\beta\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \right] + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\beta \sin 3\gamma} \left[ -\frac{\partial}{\partial \gamma} \sqrt{\frac{\rho}{w}} \sin 3\gamma b_{\beta\gamma} \frac{\partial}{\partial \beta} + \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial \gamma} \sqrt{\frac{\rho}{w}} \sin 3\gamma b_{\beta\beta} \frac{\partial}{\partial \gamma} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

where the functions  $b_{ij} = b_{ij}(\beta, \gamma)$  denote the following expressions:

$$b_{\beta\beta} = \sum_{\kappa=1}^3 \cos^2(\gamma - 2\pi\kappa/3) E_\kappa^2(\beta, \gamma), \text{ etc.} \quad (5)$$

Formally Eq. (4) coincides with the operator suggested in Ref. [6]. However, while in Eq. (4) the  $b_{ij}, w, \rho$  are exactly defined functions of the variables  $\beta$  and  $\gamma$ , in the paper [6] they are parameters to be determined by fitting to experimental data or by other additional calculations. In order to get the collective Hamiltonian the total kinetic energy operator should be added to the potential energy  $V(\beta, \gamma)$ . For  $\beta \ll 1$  the derived collective Hamiltonian split into the Hamiltonian of monopole vibrations and Bohr's Hamiltonian. The collective Hamiltonian considerably simplifies also when  $\gamma$  approaches zero. Then, in particular,  $b_{\beta\gamma}$  equals zero. This constraint was obtained only as a result of fitting in Ref. [7], which addressed to coexistence of different nuclear shapes.

Our straightforward theory may be especially useful in calculations of spectra for the superdeformed nuclei and nuclear collective motions with large amplitude.

1. A. Bohr. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd. 26 (1952) No 14.
2. F.M.H. Villars, G. Cooper. Ann. Phys. 56 (1970) 224.
3. W. Zickedraht. J. Math. Phys. 12 (1971) 1663.
4. A.Ya. Dzyublik et al. Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 487.
5. N.Ia. Vilenkin. *Special Functions and the Theory of Group Representations* (American Mathematical Soc., 1978) 613 p.
6. T. Nikšić et al. Phys. Rev. C 79 (2009) 034303.
7. D.A. Sazonov et al. Phys. Rev. C 99, (2019) 031304(R).

# THE LANGEVIN APPROACH TO FISSION OF HEAVY NUCLEI

**F. A. Ivanyuk<sup>1</sup>, C. Ishizuka<sup>2</sup>, S. Chiba<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup> *Tokyo Institute of Technology, Tokyo, Japan*

The approach based on the Langevin equations (1) has been successfully applied in various branches of theoretical physics and chemistry for many years. In nuclear physics, this approach is used for the description of fission or fusion processes at excitations above the fission barrier. The Langevin equations were solved in 1 - 4 dimensions with macroscopic or microscopic transport coefficients. The approach describes quite well the mass distributions and kinetic energies of fission fragments, the multiplicities of emitted neutrons, and other observables of fission or fusion processes.

In the Langevin approach, one solves the set of differential equations for the time evolution of collective variables  $q_\mu$  describing the shape of the nuclear surface. In our works, we used for the shape parametrization that of the two-center shell model [1]. In this model, the shape of the axially symmetric surface is characterized by 5 deformation parameters  $q_\mu = z_0/R_0, \delta_1, \delta_2, \alpha,$  and  $\varepsilon$ .

The Langevin equations are:

$$dq_\mu / dt = (m^{-1})_{\mu\nu} p_\nu, \quad dp_\mu / dt = -\partial F(q, T) / \partial q_\mu - (1/2) \partial(m^{-1})_{\nu\sigma} / \partial q_\mu p_\nu p_\sigma - \gamma_{\mu\nu} (m^{-1})_{\nu\sigma} p_\sigma - g_{\mu\nu} R_\nu(t), \quad (1)$$

where the sums over the repeated indices are assumed. In Eqs. (1) the  $F(q, T)$  is the temperature-dependent free energy of the system, the  $\gamma_{\mu\nu}$  and  $(m^{-1})_{\mu\nu}$  are the friction and inverse of mass tensors,  $g_{\mu\nu} R(t)$  is the random force. The free energy  $F(q, T)$  was calculated as the sum of liquid drop deformation energy and the temperature-dependent shell correction  $\delta F(q, T)$ . The collective inertia tensor  $m_{\mu\nu}$  was calculated within the Werner - Wheeler approximation and for the friction tensor  $\gamma_{\mu\nu}$  we used the wall-and-window formula. The random force  $g_{\mu\nu} R(t)$  is the product of white noise  $R(t)$  and the temperature-dependent strength factor  $g_{\mu\nu}$ .

Initially, the momenta  $p_\mu$  is set to zero, and calculations are started from the ground state deformation. The calculations are continued until the neck radius attains the value  $r_{neck} = 1$  fm.

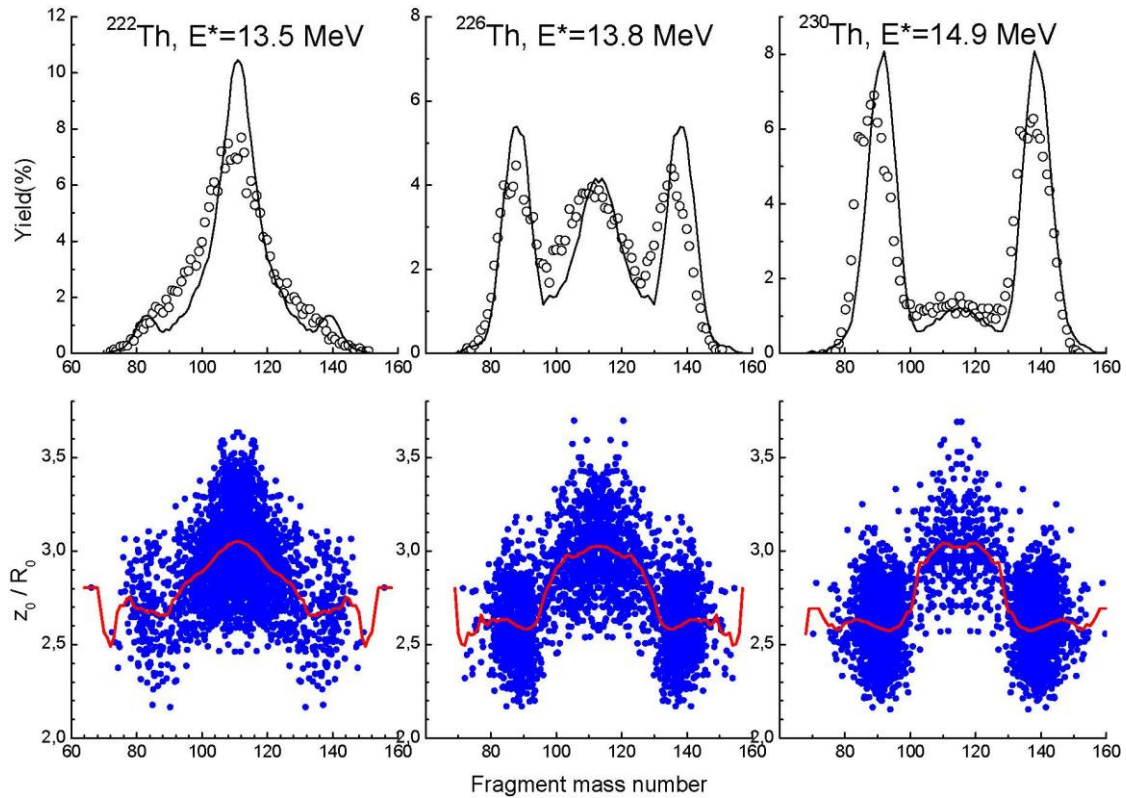


Fig. 1. *Top*: The comparison of calculated fission fragments mass distributions (solid lines) for a few thorium isotopes with the experimental data (open circles). *Bottom*: The distribution of fission events in the elongation-asymmetry plane.

In our older Langevin calculations [2] we used a three-dimensional shape parametrization with  $\delta_1 = \delta_2$ , and the neck parameter was kept constant,  $\varepsilon = 0.35$ .

The generalization from three to four dimensions was carried out in [3]. In that work, the deformation parameters  $\delta_1$  and  $\delta_2$  were considered as an independent dynamical variable. Thus, the shapes with very different deformations of the left and right parts were included in the consideration. In particular, one part of the nucleus could be nearly spherical while the other – very elongated. This made it possible to reproduce the rapid change of mass distributions of fission fragments from mass-asymmetric  $^{256}\text{Fm}$  to mass-symmetric in  $^{258}\text{Fm}$  [3], the saw-tooth structure of neutron multiplicity, and the decrease of the total excitation energy of fission fragments with the increasing of the excitation energy [4].

Recently we have extended [5] the 4D approach to 5D by considering the neck parameter  $\varepsilon$  as a dynamical variable too.

The results of the five-dimensional Langevin calculations for thorium isotopes are presented in Figs. 1 and 2.

In Fig. 1 we compare the calculated mass distribution of fission fragments for a few thoriums isotopes with the available experimental data. As one can see, the transitions from symmetric to asymmetric via the three-humped distribution are well reproduced.

The calculated mass distributions of fission fragments for the chain of thorium isotopes at the excitation energy  $E^* = 11$  MeV are shown in Fig. 2. The calculated distributions agree rather well with the experimental results of K.-H. Schmidt et al.

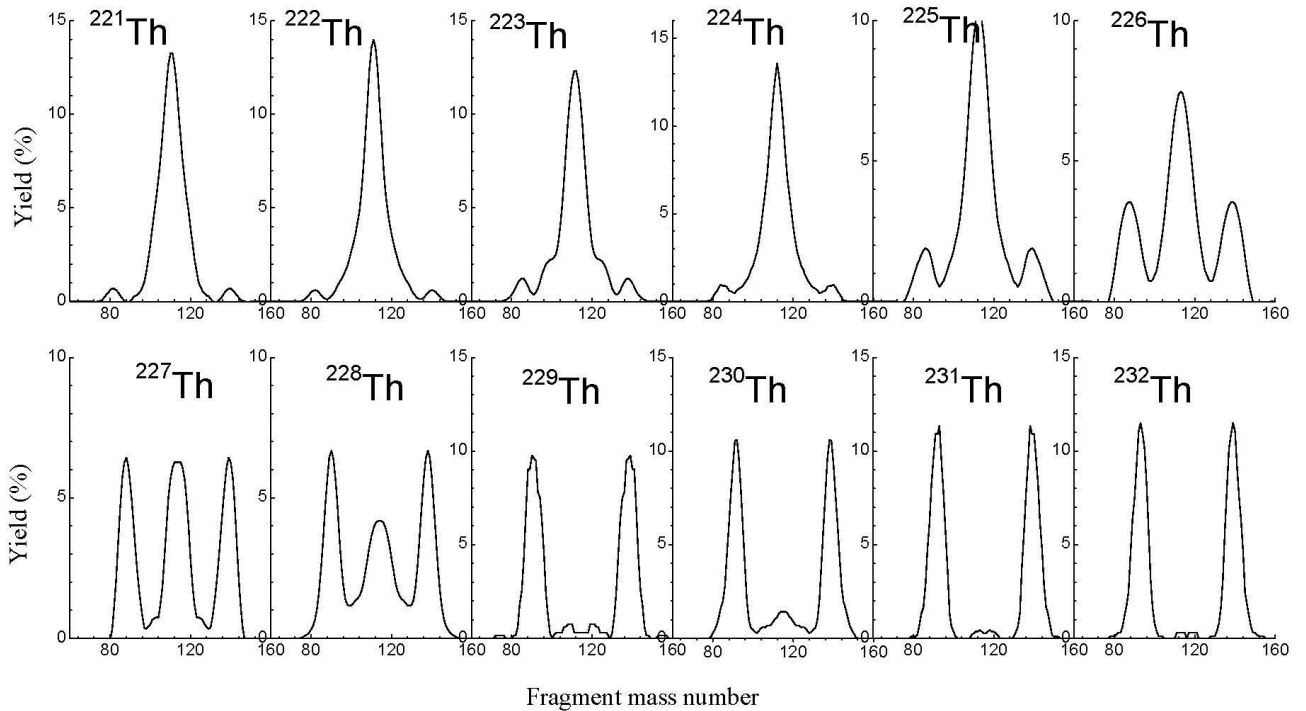


Fig 2. The calculated mass distributions of fission fragments for the sequence of thorium isotopes at the excitation energy  $E^* = 11$  MeV.

Thus, we have shown that the calculations within the 5-dimensional dynamical Langevin approach provide much better agreement with the available experimental data as compared with 4D calculations. The use of 5-dimensional Langevin calculations makes theoretical predictions for the observables of the fission process much more reliable.

1. J. Maruhn, W. Greiner. Z. Phys. 251 (1972) 431.
2. M.D. Usang et al. Phys. Rev. C 94 (2016) 044602.
3. C. Ishizuka et al. Phys. Rev. C 96 (2017) 064616.
4. K. Shimada et al. Phys. Rev. C 104 (2021) 054609.
5. F.A. Ivanyuk, C. Ishizuka, S. Chiba. Phys. Rev. C 109 (2024) 034602.

**MULTIPLE HYPERGEOMETRIC INTEGRALS OF PRODUCTS OF POWER FUNCTIONS  
WITH LINEAR MULTINOMIALS IN THEIR BASES AS A NEW FAMILY  
OF HYPERFUNCTIONS**

**A. P. Ilyin**

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

The author defines a family of  $n$ -th order hyperfunctions, characterized by  $\{j, k, \dots, d, l, m, \dots\}$  signatures, as  $n$ -multiple contour integrals of hypergeometric type, that is, containing weight factors similar to beta functions  $B(\xi_i, \zeta_i)$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ) [1 (1.6(8))], from the product of complex powers with exponents  $p, q, \dots$  and  $(-1-\nu), \dots$ , the bases of which are linear multinomials in integration variables that have powers  $(j, k, \dots)$  for numerator and  $(l, m, \dots)$  for the denominator, not exceeding the value  $n$ .

An indispensable requirement for each multinomial is the absence of its complex roots throughout the entire integration contour and within this contour for each integration variable. By tradition, each contour integral has a complex coefficient  $(-2\pi i)^{-1} \exp(-i\pi\zeta_i)$ . The practical application of one of these functions, or rather similar ones, was considered in the work [2] of the author. Wolfram Mathematica versions 11.3 and 14 were used for editing and analytical transformations. The results of transformations from OutputForm or directly from InputForm were transferred to TraditionalForm Display. Consider the complete normalized linear multinomial in the variables  $t_i$ , defined by its roots  $b_i$ .

$$\begin{aligned}
 P_5 &= (b_1 - t_1)(b_2 - t_2)(b_3 - t_3)(b_4 - t_4)(b_5 - t_5) = \\
 &= b_1 b_2 b_3 b_4 b_5 - b_2 b_3 b_4 b_5 t_1 - b_1 b_3 b_4 b_5 t_2 + b_3 b_4 b_5 t_1 t_2 - b_1 b_2 b_4 b_5 t_3 + b_2 b_4 b_5 t_1 t_3 + b_1 b_4 b_5 t_2 t_3 - \\
 &- b_4 b_5 t_1 t_2 t_3 - b_1 b_2 b_3 b_5 t_4 + b_2 b_3 b_5 t_1 t_4 + b_1 b_3 b_5 t_2 t_4 - b_3 b_5 t_1 t_2 t_4 + b_1 b_2 b_5 t_3 t_4 - b_2 b_5 t_1 t_3 t_4 - \\
 &- b_1 b_5 t_2 t_3 t_4 + b_5 t_1 t_2 t_3 t_4 - b_1 b_2 b_3 b_4 t_5 + b_2 b_3 b_4 t_1 t_5 + b_1 b_3 b_4 t_2 t_5 - b_3 b_4 t_1 t_2 t_5 + b_1 b_2 b_4 t_3 t_5 - \\
 &- b_2 b_4 t_1 t_3 t_5 - b_1 b_4 t_2 t_3 t_5 + b_4 t_1 t_2 t_3 t_5 + b_1 b_2 b_3 t_4 t_5 - b_2 b_3 t_1 t_4 t_5 - b_1 b_3 t_2 t_4 t_5 + b_3 t_1 t_2 t_4 t_5 - \\
 &- b_1 b_2 t_3 t_4 t_5 + b_2 t_1 t_3 t_4 t_5 + b_1 t_2 t_3 t_4 t_5 + b_1 b_2 b_3 b_4 b_5 - t_1 t_2 t_3 t_4 t_5.
 \end{aligned} \tag{1}$$

We find the roots of this multinomial from the normalized coefficients of the linear in  $t_i$  terms of the first “given” multinomial of the hyperfunction of example (5). The normalized coefficients are determined by the following ratios  $c_i = -a_i/a_{1,2,3,4,5}$ ;  $c_\alpha = -a_\alpha/a_{1,2,3,4,5}$ .

$$\text{Solve}\left[\{-b_2 b_3 b_4 b_5 = c_1, -b_1 b_3 b_4 b_5 = c_2, -b_1 b_2 b_4 b_5 = c_3, -b_1 b_2 b_3 b_5 = c_4, -b_1 b_2 b_3 b_4 = c_5\}, \{b_1, b_2, b_3, b_4, b_5\}\right]. \tag{2}$$

Let's enter auxiliary parameters  $h_i$ .

$$h_1 \rightarrow \frac{\sqrt[4]{c_1 c_3 c_4 c_5}}{c_2^{3/4}}, h_2 \rightarrow \frac{\sqrt[4]{c_2 c_3 c_4 c_5}}{c_1^{3/4}}, h_3 \rightarrow \frac{\sqrt[4]{c_1 c_2 c_4 c_5}}{c_3^{3/4}}, h_4 \rightarrow \frac{\sqrt[4]{c_1 c_2 c_3 c_5}}{c_4^{3/4}}, h_5 \rightarrow \frac{\sqrt[4]{c_1 c_2 c_3 c_4}}{c_5^{3/4}}. \tag{3}$$

The solution of the algebraic system of equations can now be presented in the following form:

$$\begin{aligned}
 &\left\{ \left\{ b_1 = -\sqrt[4]{-1} h_1, b_2 = -\sqrt[4]{-1} h_2, b_3 = -\sqrt[4]{-1} h_3, b_4 = -\sqrt[4]{-1} h_4, b_5 = -\sqrt[4]{-1} h_5 \right\}, \right. \\
 &\left. \left\{ b_1 = \sqrt[4]{-1} h_1, b_2 = \sqrt[4]{-1} h_2, b_3 = \sqrt[4]{-1} h_3, b_4 = \sqrt[4]{-1} h_4, b_5 = \sqrt[4]{-1} h_5 \right\}, \right. \\
 &\left. \left\{ b_1 = -(-1)^{3/4} h_1, b_2 = -(-1)^{3/4} h_2, b_3 = -(-1)^{3/4} h_3, b_4 = -(-1)^{3/4} h_4, b_5 = -(-1)^{3/4} h_5 \right\}, \right. \\
 &\left. \left\{ b_1 = (-1)^{3/4} h_1, b_2 = (-1)^{3/4} h_2, b_3 = (-1)^{3/4} h_3, b_4 = (-1)^{3/4} h_4, b_5 = (-1)^{3/4} h_5 \right\} \right\}. \tag{4}
 \end{aligned}$$

For given values of the coefficients  $a_i$  from the first example below (5), there are four sets (4), (3) of roots of the multinomial (1). But if even one of all the other coefficients  $c_0, c_{i,j}, c_{i,j,k}$  etc. is not equal to the corresponding product of the roots of the multinomial (1), then such a multinomial from hyperfunction (5)



will not have discrete roots at all. If the linear multinomial is not complete or capable of normalization, that is, it lacks a term of the maximum power  $n$  or one of the terms of the first power, then the roots should be determined by a direct solution of the corresponding equation. If at least one of the multinomials lacks a free term, then the contours in all integrals must be replaced with a Pochhammer contour with each  $i$ -th integral multiplied by  $-\exp(-i\pi\zeta_i)(2sh(i\pi\zeta_i))^{-1}$ . See explanations to the formula [1, (1.6(7))]. Below only one example of hyperfunctions is presented, along with suggested names for them in English and Russian: Penta-quartus hyperfunction of the 5-th order (Пента-квартусгиперфункция 5-го порядка); Hyperfunction of the 5-th order and {5,d,4} (five-divide-four, five-di-four) signature (Гиперфункция 5-го порядка и {5,d,4} (пять-де-четыре) сигнатуры).

$$\begin{aligned}
& PQh_{\{5,d,4\}}^{(5)} \left( \{ \xi_i, \zeta_i \}_{\{5\}}, \{ a_{\{i < j < k < l < 5\}} \}, \{ f_{\{i < j < k < l\}}, -\nu - 1 \} \right) = \\
& = \frac{1}{(-2\pi i)^5} \exp \left( -i\pi \sum_{i=1}^5 \zeta_i \right) \left( \int_0^{(+1)} (t_1)^{\xi_1-1} (1-t_1)^{\zeta_1-1} \int_0^{(+1)} (t_2)^{\xi_2-1} (1-t_2)^{\zeta_2-1} \times \right. \\
& \times \int_0^{(+1)} (t_3)^{\xi_3-1} (1-t_3)^{\zeta_3-1} \int_0^{(+1)} (t_4)^{\xi_4-1} (1-t_4)^{\zeta_4-1} \int_0^{(+1)} (t_5)^{\xi_5-1} (1-t_5)^{\zeta_5-1} \times \\
& \times \left( a_0 + \sum_{i=1}^5 a_i t_i + \sum_{i=1}^4 \sum_{j=i+1}^5 a_{i,j} t_i t_j + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=i+1}^4 \sum_{k=j+1}^5 a_{i,j,k} t_i t_j t_k + \sum_{i=1}^2 \sum_{j=i+1}^3 \sum_{k=j+1}^4 \sum_{l=k+1}^5 a_{i,j,k,l} t_i t_j t_k t_l + a_{1,2,3,4,5} t_1 t_2 t_3 t_4 t_5 \right)^u \times \\
& \times \left. \left( f_0 + \sum_{i=1}^5 f_i t_i + \sum_{i=1}^4 \sum_{j=i+1}^5 f_{i,j} t_i t_j + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=i+1}^4 \sum_{k=j+1}^5 f_{i,j,k} t_i t_j t_k + \sum_{i=1}^2 \sum_{j=i+1}^3 \sum_{k=j+1}^4 \sum_{l=k+1}^5 f_{i,j,k,l} t_i t_j t_k t_l \right)^{-1-\nu} dt_5 dt_4 dt_3 dt_2 dt_1 \right) \\
& \left\{ \operatorname{Re}(\xi_i) > 0, a_0 \neq 0, f_0 \neq 0, |\arg(1-t_i)| \leq \pi, \zeta_i \neq 0, \pm 1, \pm 2, \dots, i = 1, 2, 3, 4, 5 \right\}. \tag{5}
\end{aligned}$$

To calculate the hyperfunction according to formula (5), it is necessary to determine the forms of all integration contours, which should leave out not only all discrete roots of both multinomials but also not cross four closed lines of parametric roots of each of them for variables  $t_2, t_3, t_4, t_5$  dependent on the variable  $t_1$  through complex analytical functions. But both attempts to determine all the roots of the multinomials in the hyperfunction (5) even with the use of the latest 14th version of the Wolfram Mathematica package turned out to be unsuccessful due to the accumulation of errors in the operation of electronics. Calculations were performed on a 6-core computer with 24 GB of RAM, which was almost full. However, for examples of incomplete multinomials of the 4th power, all roots were calculated, and in a short time.

Thus, computing hyperfunctions using their integral representation is a non-trivial task. It is all the more relevant to present them in the form of multiple functional series. However, the method developed by the author can be used only for those multinomials that have nonzero free terms together with coefficients at the first powers of all integration variables. Therefore, only such multinomials will be considered in the two subsequent works. This first work [3] and the following works [4, 5] will be simultaneously sent for consideration to arXiv.org. Other representations of hyperfunctions were found in the last two works in the form of multiple functional series containing products of hypergeometric functions of several variables [6] and products of power functions with integer exponents, the bases of which and also the arguments of hypergeometric functions are rational functions which depend on the coefficients in the linear multinomials that appear in the bases of powers in the original integral representations of the hyperfunctions.

1. Г. Бейтмен, А. Эрдейи. *Высшие трансцендентные функции*. Том I. *Гипергеометрическая функция. Функции Лежандра* (Москва: Наука, 1973).
2. А.П. Ильин. Аналитическое представление интеграла перекрытия трех волновых функций рассеяния ядер в кулоновском поле. ТМФ 146(2) (2006) 311; А.Р. Il'in. Analytic representation of the overlap integral of three wave function of nucleus scattering in a Coulomb field. ТМФ 146(2) (2006) 259.
3. А.Р. Ilyin. Multiple hypergeometric integrals of products of power functions with linear multi-nominals in their bases as a new family of hyperfunctions. arXiv.org, 2024.
4. А.Р. Ilyin. Representation of the 5th order penta-quartus hyperfunction in the form of a multiple functional series with the product of hypergeometric Appel functions. arXiv.org, 2024.
5. А.Р. Ilyin. Representation of the 4th order uno-uno-duo-tribus hyperfunction in the form of a multiple functional series with the product of hypergeometric Lauricella functions. arXiv.org, 2024.
6. А.П. Прудников, Ю.А. Брычков, О.И. Маричев. *Интегралы и ряды. Дополнительные главы* (Москва: Наука, 1986) 800 с.

# POLARIZATION OBSERVABLES IN PRODUCTION OF FOUR BOTTOM QUARKS IN ELECTRON-POSITRON ANNIHILATION

**V. V. Kotlyar<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> National Science Center “Kharkiv Institute of Physics and Technology”, National Academy of Sciences of Ukraine,  
Kharkiv, Ukraine

<sup>2</sup> Department of Physics, Lund University, Lund, Sweden

Production of two pairs of b anti-b quarks in the annihilation of electrons and positrons is studied at the tree level based on perturbative quantum chromodynamics (pQCD) methods. The final states of the hard partonic processes contain along with four bottom quarks also  $n$  gluons, where  $n = 0, 1$ , and 2, or a pair of u, d, s, c quark - antiquarks. At the leading order  $e^+ e^- \rightarrow b \bar{b}_{\text{bar}}$  is due to electroweak (EW) interaction, while  $e^+ e^- \rightarrow 2 (b \bar{b}_{\text{bar}})$  includes two EW and two QCD vertices. Additional gluons or light quark-antiquark pair are created by QCD interactions.

The hard parton processes are simulated with MadGraph5\_aMC@NLO [1, 2]. The number of the diagrams for  $2 (b \bar{b}_{\text{bar}}) + n j$  with  $n = 0, 1$ , and 2 and  $j$  being a light parton is 16, 96, and 1168, respectively. For the final states  $(b \bar{b}_{\text{bar}}) + n j$  with one pair of b anti-b quarks, the corresponding numbers are visibly smaller, namely 2, 15, and 32. At the same time, in proton-proton scattering the final states  $2 (b \bar{b}_{\text{bar}}) + n j$  spring from the processes whose number is  $\sim 5, 11$ , and 14 times larger than in the  $e^+ e^-$  case.

Calculations of cross sections in the  $e^+ e^-$  annihilation, results of which are given in Fig. 1, are carried out at electron and positron energies of 500 GeV under certain kinematic constraints. The constraints are imposed to justify the application of pQCD. An exception is a cross-section of process  $2(b \bar{b}_{\text{bar}})$ , shown by the red square ■, that is obtained without any kinematic cuts. In other calculations, the invariant mass of any pair of bottom quarks satisfies  $M(bb_{\text{bar}}) > M_0$ . Light partons  $j$  in the final states, called here jets, with transverse momentum  $p_{Tj} > p_{T0}$  and final states for which  $\Delta R(bb_{\text{bar}})$ ,  $\Delta R(b j)$  and  $\Delta R(j j') > 0.4$  are retained in the simulation. The values of masses  $M_0$  and momentum  $p_{T0}$  are given in Table 1. The angular separation between particles in the final states is  $\Delta R = ((\Delta y)^2 + (\Delta \varphi)^2)^{1/2}$ , where  $y$  is the rapidity and  $\varphi$  is the azimuthal angle.

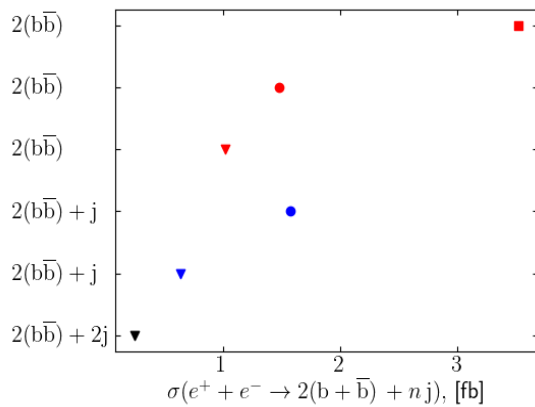


Fig. 1. The integral cross sections  $\sigma$  of parton processes in which two pairs of b anti-b quarks are produced together with light jets.

Table 1. The invariant mass  $M_0$  of a b quark pair and the transverse momentum  $p_{T0}$  of a jet  $j$  that define the kinematic cuts

Process	$M_0$ , GeV/c <sup>2</sup>	$p_{T0}$ , GeV/c
$2 (b \bar{b}_{\text{bar}})$ ■	0	0
$2 (b \bar{b}_{\text{bar}})$ ●	10	0
$2 (b \bar{b}_{\text{bar}})$ ▼	20	0
$2 (b \bar{b}_{\text{bar}}) j$ ●	10	20
$2 (b \bar{b}_{\text{bar}}) j$ ▼	20	40
$2 (b \bar{b}_{\text{bar}}) 2j$ ▼	20	40

The kinematic cuts substantially decrease the cross-section values and relative contributions of pQCD processes beyond the leading order. Under constraints with  $M_0 = 20 \text{ GeV}/c^2$  and  $p_{T0} = 40 \text{ GeV}/c$  ratios of the cross sections, shown by ▼, ▼ and ▼ in Fig. 1, are  $\sigma(n=0) : \sigma(n=1) : \sigma(n=2) = 1 : 0.63 : 0.24$ , while for  $M_0 = 10 \text{ GeV}/c^2$  and  $p_{T0} = 20 \text{ GeV}/c$  (points ● and ●) the ratio is  $\sigma(n=0) : \sigma(n=1) = 1 : 1.07$ . In the latter case, the application of pQCD seems questionable.

Asymmetry  $A_h = (\sigma(+ -) - \sigma(- +)) / (\sigma(+ -) + \sigma(- +))$  of the cross sections  $\sigma(h(e+), h(e-))$  for processes with  $n = 0, 1$ , and 2 is  $\sim -0.65$ . Helicities of positrons and electrons are denoted by  $h(e+)$  and  $h(e-)$ .

For the cross sections of particle production in the annihilation of positrons and electrons, a forward-backward asymmetry can be defined as  $A_{fb} = (\sigma(y > 0) - \sigma(y < 0)) / (\sigma(y > 0) + \sigma(y < 0))$ . The asymmetry  $A_{fb}$  is computed for heavy quarks  $Q$ , which can be bottom or anti-bottom quarks, and separately for b quarks. The quarks with the largest transverse momentum are taken into account. As seen from Table 2, the values of

**Table 2. Dependence of the forward-backward asymmetry  $A_{fb}$  of the cross-sections  $\sigma(h(e^+), h(e^-))$  on the helicities of the leading in transverse momentum bottom quarks Q and b**

	$h(Q), h(b)$	$h(e^+) = +1, h(e^-) = -1$	$h(e^+) = -1, h(e^-) = +1$
Q	+1	0.739	-0.741
	-1	-0.739	0.741
	sum	0	0
b	+1	0.426	-0.730
	-1	-0.732	0.660
	sum	-0.651	-0.423

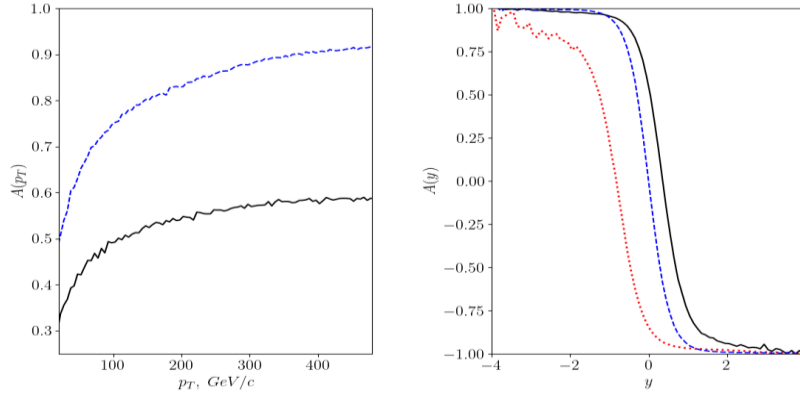
$A_{fb}$  for Q quarks with helicity  $h(Q) = \pm 1$  differ in sign. The asymmetry  $A_{fb}(Q)$  is zero when the helicities  $h(Q)$  are not taken into account. For b quarks, the asymmetry  $A_{fb}(b)$  depends on the helicity  $h(b)$  and, according to the calculations carried out, the variable takes on values that can be measured.

The differential distributions in the transverse momentum  $p_T$  of b quarks and in the rapidity  $y$  of both b and Q quarks with helicities  $h = \pm 1$  differ significantly, while the  $p_T$  distributions of Q quarks coincide. For the rapidity distributions of Q quarks, the equality  $d\sigma(y, h(Q))/dy = d\sigma(-y, -h(Q))/dy$  holds.

Helicity asymmetries for b quarks are given by

$$A_q(\xi) = (d\sigma(\xi, h = +1)/d\xi - d\sigma(\xi, h = -1)/d\xi) / (d\sigma(\xi, h = +1)/d\xi + d\sigma(\xi, h = -1)/d\xi),$$

where  $d\sigma/d\xi$  is the differential cross sections with  $\xi$  being the transverse momentum  $p_T$  or the rapidity  $y$ . The asymmetries  $A_q$  have different signs for the annihilation of positrons and electrons with helicities  $h(e^+) = +1, h(e^-) = -1$  and  $h(e^+) = -1, h(e^-) = +1$ . It should be noted that in Fig. 2 the value  $-A_q$  for  $h(e^+) = +1, h(e^-) = -1$  is shown. These spiral asymmetries of bottom quarks with polarized leptons in the initial state are calculated in the leading order of pQCD.



**Fig. 2. Spiral asymmetry  $A_q$  in four bottom quark production. For b quarks, positrons and electrons with helicities  $h(e^+) = +1, h(e^-) = -1$  ( $h(e^+) = -1, h(e^-) = +1$ ) quantity  $A = -A_q(+A_q)$  is shown by the dashed (solid) curves. The dotted curve is obtained for Q quarks.**

The asymmetry  $A_q$  as a function of the transverse momentum of the b quarks changes approximately twice at  $p_T = 20 \dots 480$  GeV/c. In the central rapidity region  $\Delta y \sim 2.5$ , the asymmetry  $A_q$  varies within  $\pm 0.9$ , which is close to the maximum possible value of  $\pm 1$ .

The output of the programs created with MadGraph5\_aMC@NLO in the form of Les Houches Event Files is passed to Pythia 8 [3, 4] to simulate soft QCD processes, such as parton showers, hadronization of partons, decays of mesons and baryons containing bottom quarks. Fragmentation of partons is based on the Lund string model. The decays of bottom hadrons, such as  $B^0$  mesons, yield various charmonium states, in particular  $\eta$  and  $J/\psi$  mesons.

The integral cross sections of  $B^0, B^0_{bar}, B^\pm, \eta_c(nS)$  with  $n = 1$  and  $2, J/\psi(1S), \psi(2S), \psi(3770), \chi_{Jc}(1P)$  with  $n = 0, 1,$  and  $2, h_{1c}(1P)$  mesons are obtained. Among charmonia, the 1S states  $J/\psi(1S)$  and  $\eta_c(1S)$  have the largest cross sections.

To summarize, the annihilation of longitudinally polarized electrons and positrons, which results in final states with two pairs of b anti-b quarks in junction with 0, 1, and 2 light jets, is simulated in the tree approximation. The integral cross sections, differential distributions, forward-backward, and b-quark helicity asymmetries are computed. The helicity asymmetries for b quarks are obtained in the leading order of pQCD. Measurements of these observables might be feasible in experiments planned at ILC and CLIC [5].

1. J. Alwall et al. JHEP 07 (2014) 079.
2. O. Mattelaer, K. Ostrolenk. Eur. Phys. J. C 81 (2021) 435.
3. T. Sjöstrand. Comput. Phys. Commun. 246 (2020) 106910.
4. C. Bierlich et al. SciPost Phys. Codebases 8 (2022) 315.
5. M. Dam. Experimental Overview of Future Colliders (Copenhagen, Niels Bohr Institute, 2024) 65 p.

**INVESTIGATION OF THE INTERNAL STRUCTURE OF THE DEUTERON  
AGAINST THE BACKGROUND OF TWO-PHOTON EFFECTS  
IN ELASTIC ELECTRON-DEUTERON SCATTERING**

**Ya. D. Krivenko-Emetov, O. S. Shevchuk**

*National Technical University of Ukraine “Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute”, Kyiv, Ukraine*

To date, a vast amount of experimental data on the interaction of polarized and unpolarized deuterons with large momentum transfer has been accumulated. This opens up new opportunities for studying the structure of the deuteron at distances smaller than the nucleon size. In the asymptotic region, where the absolute value of the momentum transfer squared significantly exceeds the deuteron’s mass squared ( $Q^2 > Q_0^2$ ), predictions of the deuteron’s form factor can be obtained based on phenomena of asymptotic freedom and the factorization theorem. These predictions can be roughly divided into two parts: (i) predictions based on “quark counting rules”, which are relatively well supported by experimental comparisons, and (ii) more subtle logarithmic corrections [1]. However, there are no stable experimental data to assess the contribution of the latter. Therefore, they have not received as wide recognition [2]. On the other hand, within the framework of Quantum Electrodynamics (QED) the role of higher-order perturbation theory going beyond the single-photon approximation in electron scattering on hadronic systems has been widely discussed [3].

In the perturbative Quantum Chromodynamics (pQCD) approach, the masses of quarks and hadrons are neglected at high energies. The amplitude of the investigated process is expressed through the amplitude of hard electron-quark scattering, multiplied by the nonperturbative part, which is associated with the distribution functions of quarks and gluons in the deuteron in the initial and final states. When calculating the amplitude of hard (particularly perturbative) scattering, the deuteron is considered as a system of 6 quarks moving collinearly, each of which contributes to the deuteron’s momentum fraction  $x_i = p_i^+ / P^+$ , where  $p_i^+ = p_i^0 + p_i^3$ ,  $0 < x_i < 1$ ,  $\sum_i x_i = 1$ . It is assumed that the main deuteron form factor in the perturbative region can be represented as the product of three factors, exhibiting dipole  $G(Q^2/4) = 1 / (1 + Q^2 / (4\mu^2))^2$ , power-law, and logarithmic behavior, respectively ( $N_i$  and  $\mu^2$  is non-perturbative parameters) [1]:

$$F_1^d(Q^2) \sim N_1 G^2\left(\frac{Q^2}{4}\right) \left[ \frac{\alpha_s^5(Q^2)}{Q^2} \right] \left( \frac{\ln^{-2\gamma^d}(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}{\ln^{-4\gamma^N}(Q^2/4\Lambda_{QCD}^2)} \right),$$

where  $\alpha_s(Q^2)$  is the running strong coupling constant,  $\gamma^d$  (with a number of flavors  $n_f = 5$ ) and  $\gamma^N$  are the so-called “anomalous dimensions” of deuteron and nucleon, depending on the number of flavors and colors, and  $\Lambda_{QCD}^2$  is the characteristic scale factor of the pQCD.

In the two-photon approach, two types of two-photon exchange are calculated: one associated with Feynman diagrams in which two photons interact with the same nucleon  $M_2^I$  and the other with diagrams  $M_2^{II}$  in which each of the two virtual photons interacts with different nucleons [2]. These effects are conditionally logarithmic in nature [3]. Accounting for higher orders of perturbation theory in the pQCD and QED separately has not led to a significant improvement in describing experimental data [1], [4]. It would be interesting to compare the theoretical description of experimental data on elastic electron-deuteron scattering with and without consideration of two-photon corrections. Based on theoretical and experimental analyzes carried out previously beyond the one-photon order of the perturbation theory, a phenomenological parameterization of two-photon corrections is proposed ( $\lambda_{EM} = 1.1$  (GeV/c)<sup>2</sup>):

$$A(Q^2) = A_{one} \left( 1 + a \ln^b(Q^2/\lambda_{EM}^2) \right),$$

$$B(Q^2) = B_{one} \left( 1 + a \ln^b(Q^2/\lambda_{EM}^2) \right).$$

The asymptotic logarithmic behavior predicted by the pQCD has been found to improve slightly with two-photon corrections compared to without them (Figs. 1 and 2).

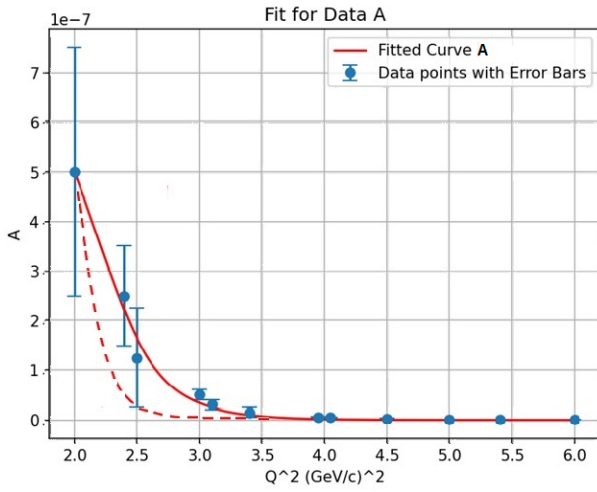


Fig. 1. Optimal fitted parameters for  $A$  :

dotted line –  $N_1 = 1.26547671e-03$ ,

$N_2 = 2.73593859e-05$ ,  $N_3 = 6.20404066e-04$  ;

solid line –  $N_1 = 6.74711739e-05$ ,

$N_2 = 3.24244855e-04$ ,  $N_3 = -5.29440835e-04$ ,

$a = 606.5632465653599$ ,  $b = 2.6400816171302273$ .

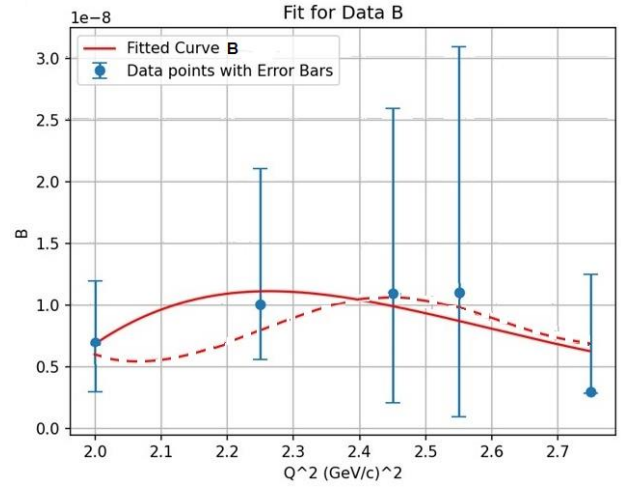


Fig. 2. Optimal fitted parameters for  $B$  :

dotted line –  $N_1 = 2.78015128e+00$ ,

$N_2 = -1.97493264e-03$ ,  $N_3 = 9.45464595e+00$  ;

solid line –  $N_1 = 3.44892378e-01$ ,

$N_2 = -3.59288735e-03$ ,  $N_3 = 7.33878835e+00$ ,

$a = 90.68042318634211$ ,  $b = 1.6932589927082702$

The value of  $\chi^2$  considering two-photon contributions,  $\chi^2 = 2.7436190486900822e-15$ , is lower than the  $\chi^2$  obtained without taking them into account,  $\chi^2 = 5.286141827658444e-14$ .

1. A.P. Kobushkin, Ya.D. Krivenko-Emetov. Scientific works of the Institute of Nuclear Research. 3 (2003) 49.
2. J. Zhou et al. Eur. Phys. J. A 59 (2023) 256.
3. A.P. Kobushkin, Ya.D. Krivenko-Emetov, S. Dubnicka. Phys. Rev. C 81 (2010) 054001.
4. A.P. Kobushkin, Ya.D. Krivenko-Emetov, S. Dubnicka. Phys. Rev. C 84 (2011) 054007.

# ПОРІВНЯННЯ РОЗРАХУНКІВ БЕТА-РОЗПАДУ $^{135}\text{La}$ У ДВОХ МОДЕЛЯХ

**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  $^{135}\text{Ba}$ , а також зведені ймовірності електромагнітних переходів між ними. Розрахунок бета-розпаду проводиться після обчислення цих спектроскопічних характеристик без введення додаткових параметрів. Проведено порівняння з експериментальними даними [2] та результатами розрахунків у бозонно-ферміонній моделі (БФМ) [3].

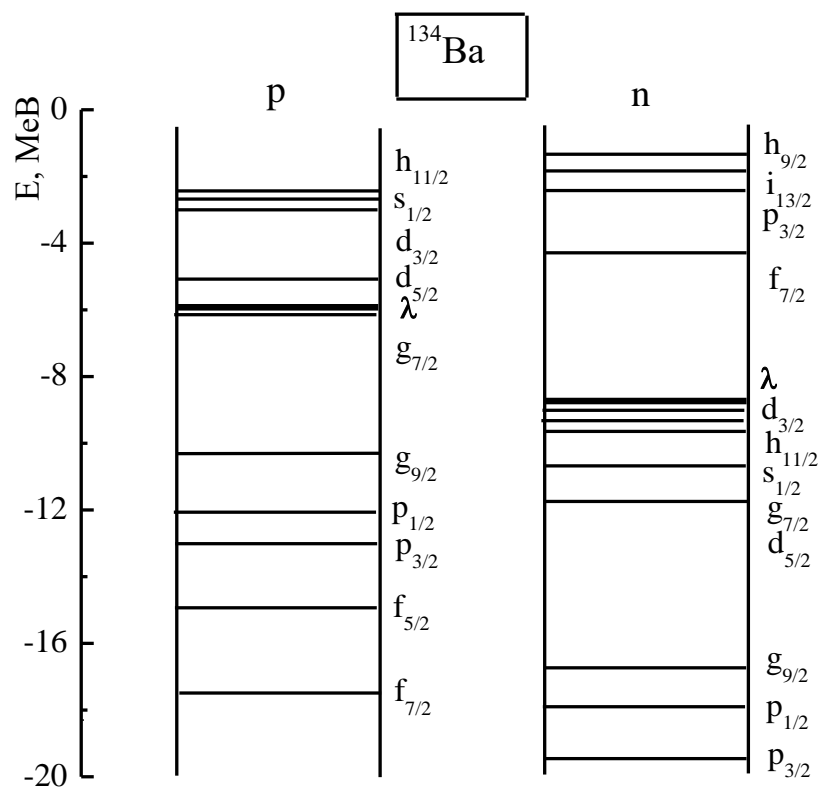


Рис. 1. Частина використаного базису.

$\beta^+$ -розпад непарно-протонного ядра  $^{135}\text{La}$  іде з основного стану  $5/2^+$ , енергія розпаду дорівнює 1200 кеВ. Як остів обраний  $^{134}\text{Ba}$ . 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  $^{135}\text{La}$  дає протонний одночастинковий стани  $d_{5/2}$ . 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  $^{135}\text{Ba}$ : експериментальна, розрахована в рамках ДКМ та БФМ. Стани розбито на групи «смуг» з урахуванням аналізу експериментальних інтенсивностей гамма-переходів і подібності хвильових функцій станів з однієї смуги в  $f_{jk}$ -представленні.

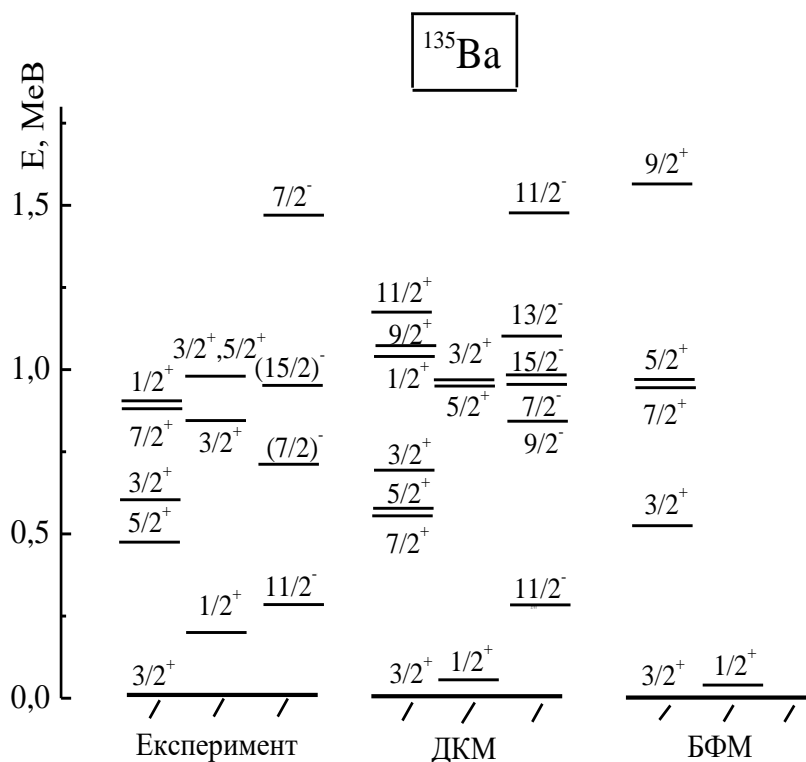


Рис. 2. Частина схеми рівнів  $^{135}\text{Ba}$ .

$I^\pi$	$3/2_1^+$	$5/2_1^+$	$3/2_2^+$	$3/2_3^+$	$7/2_1^+$
E, кеВ	0	480	587	855	874
I, %	98,1	1,52	0,14	0,06	0,17
lg ft, експеримент	5,66(1)	7,01(7)	7,88(7)	7,75(8)	7,22(9)
lg ft, ДКМ	5,6	6,8	6,0	6,1	8,3
lg ft, БФМ	8,2	5,0	5,6	8,6	5,5

У таблиці наведено  $\lg ft$  для переходів на збуджені стани  $^{135}\text{Ba}$ : експериментальні, розраховані в ДКМ і БФМ. У першому рядку зазначені спини станів, на які відбуваються бета-переходи, у другому – енергії цих станів, у третьому – інтенсивності бета-переходів, у четвертому - експериментальні значення  $\lg ft$ , у п'ятому і шостому – розраховані в ДКМ і БФМ значення  $\lg ft$  відповідно. Для найінтенсивнішого бета-переходу ймовірність у ДКМ описана на два з половиною порядку краще, ніж у БФМ.

1. И.Н. Вишнеvский и др. Вероятности бета-переходов и структура ядер. ЯФ 57(1) (1994) 17.
2. [Evaluated Nuclear Structure Data File](#).
3. K. Nomura, R. Rodriguez-Guzman, L.M. Robledo.  $\beta$ -decay of odd-A nuclei with the interacting boson-fermion model based on the Gogny energy density functional. Phys. Rev. C 101(2020) 024311.

# РЕЛАКСАЦІЯ ЗБУДЖЕННЯ ТИПУ ЧАСТИНКА - ДІРКА У ФЕРМІ-СИСТЕМІ В РАМКАХ ДИФУЗІЙНОГО НАБЛИЖЕННЯ В КІНЕТИЧНІЙ ТЕОРІЇ ДЛЯ ВИПАДКУ ПОСТІЙНИХ КОЕФІЦІЄНТІВ ДИФУЗІЇ ТА РУХЛИВОСТІ

**С. В. Лук'янов**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

У попередній роботі за допомогою дифузійного наближення для інтегралу зіткнень у випадку постійних коефіцієнтів дифузії та рухливості було отримано нелінійне рівняння дифузії в імпульсно-му просторі [1]. За допомогою числового розв'язку було отримано еволюцію функції розподілу  $f(p, t)$  у часі. Нами було продемонстровано, що початковий розподіл  $f_0(p)$  з часом розмивається і релаксує до рівноважної функції розподілу Фермі  $f_{eq}(p)$ .

У даній роботі досліджуються властивості часу релаксації функції розподілу  $f(p, t)$  для початкового збудження типу частинка - дірка у Фермі-системі, яка моделює сферичне атомне ядро в основному стані. Для визначення рівноважного часу релаксації  $\tau_{eq}$  збудження типу частинка - дірка, у даній роботі вводиться у розгляд середньоквадратичне відхилення функції розподілу  $f(p, t)$  від її рівноважного розподілу

$$\Delta(t) = \sqrt{\int d\vec{p} (f(p, t) - f_{eq}(p))^2}. \quad (1)$$

Його початкове значення тоді визначається виразом

$$\Delta(t=0) \equiv \Delta_0 = \sqrt{\int d\vec{p} (f_0(p) - f_{eq}(p))^2}. \quad (2)$$

У роботі розглядається відношення  $\Delta(t)/\Delta_0$ , яке за визначенням на початку дорівнює одиниці, а далі з часом зменшується, прямує до нуля. Як показують розрахунки, це відношення має не експоненційну залежність від часу. Було отримано вираз для часу релаксації з довільною залежністю  $\Delta(t)/\Delta_0$  від часу

$$\tau_{eq} = \frac{1}{\Delta_0} \int_0^{\infty} \Delta(t) dt. \quad (3)$$

Сенс цієї формули полягає в тому, що площа, яку обмежує крива  $\Delta(t)/\Delta_0$  буде рівновеликою площі, яку обмежує експоненційна залежність  $\exp(-t/\tau_{eq})$ .

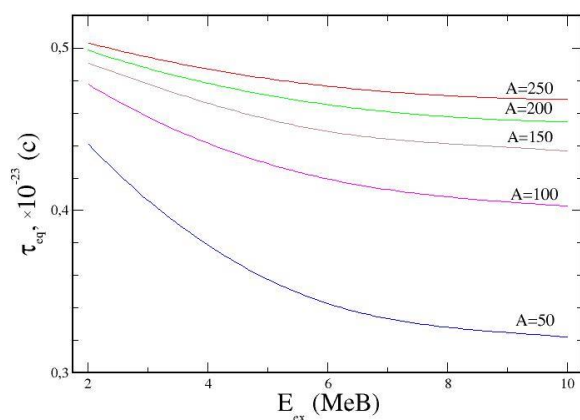


Рис. 1. Час релаксації  $\tau_{eq}$  залежно від енергії збудження пари типу частинка - дірка  $E_{ex}$  для ядер з різними масовими числами  $A$ .

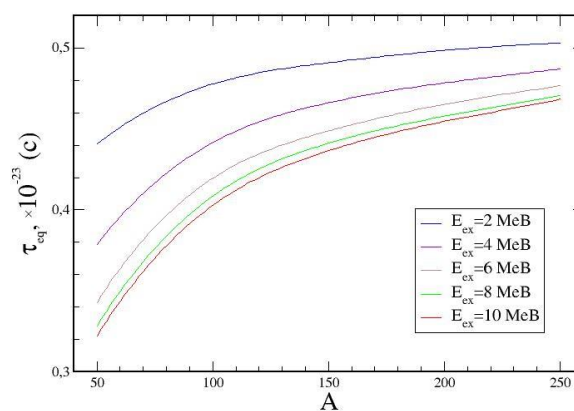


Рис. 2. Час релаксації  $\tau_{eq}$  залежно від масового числа  $A$  при різних значеннях енергії збудження типу частинка - дірка  $E_{ex}$ .



На рис. 1 зображено залежність часу релаксації  $\tau_{eq}$ , який розраховано відповідно до виразу (3), для початкового розподілу типу частинка - дірка від енергії збудження  $E_{ex} = E - E'$  для ядер з різними масовими числами  $A$ . Тут  $E'$  – енергія дірки, яку було вибрано довільно, проте так, щоб вона лежала на 2 МеВ нижче поверхні Фермі, тобто  $E' = E_F - 2$  МеВ.  $E$  – енергія нуклона, яка вибиралася так, що б нуклон не вилетів за межі ядра, тобто  $E - E_F < 8$  МеВ. Тоді енергія збудження буде лежати в межах  $10 > E_{ex} > 2$  МеВ. Як видно з рисунка, з ростом енергії збудження  $E_{ex}$  час релаксації  $\tau_{eq}$  зменшується у нелінійний спосіб.

На рис. 2 побудовано залежність часу релаксації  $\tau_{eq}$  від масового числа  $A$  для різних значень енергії збудження  $E_{ex}$  типу частинка - дірка. Як видно з рисунка, проявляється загальна залежність – зі збільшенням масового числа час релаксації також зростає.

Отже, в даній роботі для Фермі-системи в рамках дифузійного наближення в кінетичній теорії для випадку постійних коефіцієнтів дифузії та рухливості запропоновано спосіб розрахунку часу релаксації початкового збудження довільного типу до її рівноважного стану. За допомогою прямого числового розрахунку виявлено, що час релаксації залежить як від енергії збудження типу частинка - дірка, так і від масового числа Фермі-системи. Встановлено, що з ростом енергії збудження час релаксації зменшується, а при зростанні масового числа час релаксації збільшується. Запропоновано просту модель, що пояснює обернену залежність часу релаксації від енергії збудження.

1. V.M. Kolomietz, S.V. Lukyanov. Int. J. Mod. Phys. E 24 (2015) 1550023.

# MICRO-MACROSCOPIC APPROACH FOR THE NUCLEAR CUMULATIVE LEVEL DENSITY

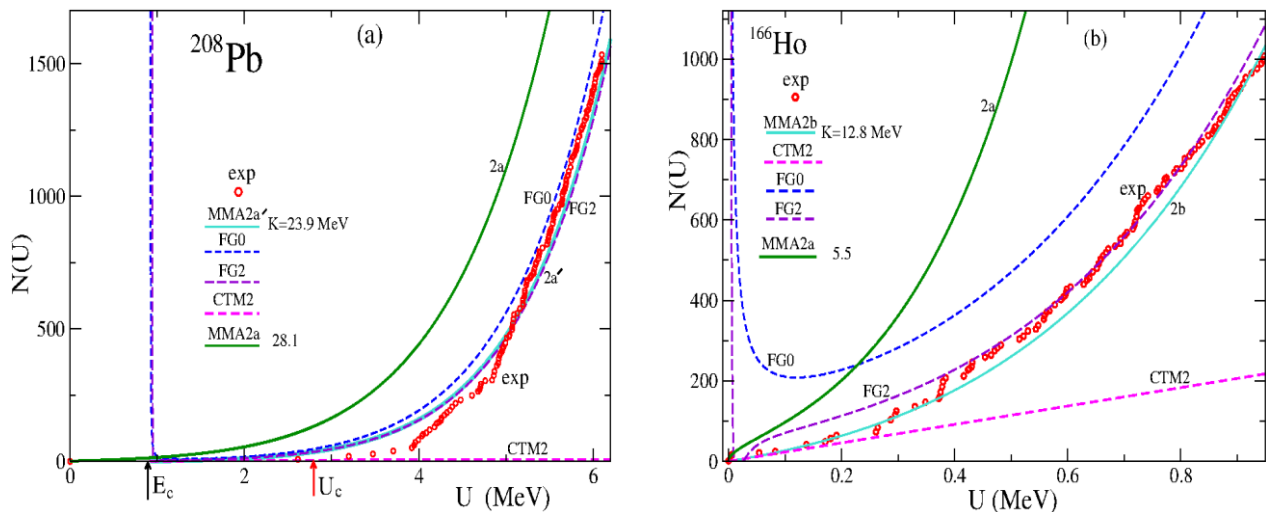
**A. G. Magner<sup>1,2</sup>, A. I. Levon<sup>1</sup>, S. N. Fedotkin<sup>1</sup>, U. V. Grygoriev<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup> *Cyclotron Institute, Texas A&M University, College Station, Texas, USA*

Many properties of heavy nuclei were described in terms of the statistical level density [1, 2]. In this report, the cumulative level density  $N(U)$  is derived for finite systems with strongly interacting Fermi particles as a function of its excitation energy  $U$  at a given energy  $E$ , neutron  $N$  and proton  $Z$  particle numbers, and other integrals of motion beyond the standard Fermi-gas saddle-point method. The analytical expressions for the cumulative level density which are obtained for low excitation energies  $U$  within the statistical semiclassical micro-macroscopic approach (MMA),  $N(U) \propto F_\nu(S)$ , where  $F_\nu = S^{1-\nu} I_{\nu-1}(S) - 2^{1-\nu} / \Gamma(\nu)$ ,  $S = 2(aU)^{1/2}$  is the entropy,  $I_\nu(S)$  is the modified Bessel function, and  $a$  is the level density parameter. The interparticle interaction averaged over particle numbers is taken into account in terms of the extended Thomas - Fermi (ETF) component of the periodic-orbit theory (POT). The shell structure of spherical and deformed nuclei is taken into account in the cumulative level density by the Strutinsky shell correction method through the mean-field approach used near the Fermi energy surface. The pairing effects are included by the shift of the excitation energy in the condensation energy  $E_c = 3a\Delta^2 / 2\pi^2 \approx 216 / K\pi^2$  MeV, where  $\Delta \approx 12A^{-1/2}$  MeV is the pairing gap,  $A = N + Z$ ,  $K = A/a$  is the inversed level density parameter. The pairing phase transition takes place approximately at the excitation energy  $U_c = aT_c^2 + \Delta^2 / 4G$ , where  $T_c = e^c \Delta / \pi$  is the critical temperature,  $c \approx 0.577$ ,  $G$  is the pairing interaction constant. The MMA expressions for the cumulative statistically averaged level density  $N(U)$  reach the well-known macroscopic Fermi-gas asymptote for large excitation energies  $U$ , and the finite combinatoric power-expansion limit for low energies  $U$ , which analytically tends to zero at  $U \rightarrow 0$ . Our MMA results for the averaged cumulative level density  $N(U)$  agreed reasonably well with the experimental data obtained from the known excitation energy spectra by using the sampling method under the statistical and plateau conditions.

Figure shows the comparison of the theoretical MMA and experimental cumulative level densities  $N(U)$  for two nuclei. One of them,  $^{208}\text{Pb}$  (a), is double magic with significantly improved results by pairing effects while another,  $^{166}\text{Ho}$  (b), is strongly deformed with no notable pairing.



Cumulative level density  $N(U)$  for the MMA approach taking into account the strong shell and pairing [3] effects (MMA2) for the excitation energy spectrum of  $^{208}\text{Pb}$  (a), and  $^{166}\text{Ho}$  (b) neglecting pairing as functions of the excitation energy  $U$ .  $a$  – solid black ( $2a'$ ) with and ( $2a$ ) without pairing contributions within the MMA2 approach. Asymptotes for large Fermi gas (FG0 blue dashed with the leading term  $\sim 1/S^0$  and FG2 blue rare with the second order term  $\sim 1/S^2$ ) and small combinatorics (CTM2 magenta dashed lines with a small term  $\sim S^2$ ) entropies  $S$ . The experimental data (red dots) for the cumulative level density,  $N(U)$ , are taken from the ENSDF base. The black and red arrows in (a) show the condensation energy  $E_c$  and pairing correlation phase-transition energy  $U_c$ .  $b$  – the same but without pairing contributions for small shell effects but with large derivatives of shell components ( $2b$ ).

The spectrum for  $^{208}\text{Pb}$  (*a*) begins from about 2.6 MeV, in contrast to that of  $^{166}\text{Ho}$  (*b*) which has about 100 energy levels below 1 MeV starting from about 6 keV. The asymptote FG2 accounting for the term  $\sim 1/S^2$ ) for larger excitation energies  $U$  are in good agreement with the experimental results that support the popular phenomenological back-shift Fermi gas (BSFG) model.

For perspectives, we suggest using our results for the statistical analysis of the collective quantum spectra of deformed rotating nuclei, obtained, particularly, in the two-neutron transfer ( $t, p$ ) reactions. We are planning to calculate fission widths within the Bohr&Wheeler theory by using our cumulative course-graining MMA level density, regular at small excitation energies. As the semiclassical POT approximation is better the larger particle numbers, the MMA approach could be applied for metallic clusters and quantum dots, also in nuclear astrophysics.

1. A.G. Magner et al. Phys. Rev. C 104 (2021) 044319; Int. J. Mod. Phys. E 30 (2021) 2150092; Phys. Rev. C 104 (2021) 044319.
2. A.G. Magner et al. Nucl. Phys. At. Energy 24 (2023) 175; Low Temp. Phys. 48 (2022) 920.
3. P. Moeller et al. Atom. Data Nucl. Data Tables. 109-110 (2016) 1-204.

# MASSES AND RADII OF NEUTRON STARS AS A DENSE LIQUID DROPS AT EQUILIBRIUM

**A. G. Magner<sup>1,2</sup>, S. P. Maydanyuk<sup>1</sup>, A. Bonasera<sup>2</sup>, H. Zheng<sup>3</sup>, T. Depastas<sup>2</sup>,  
A. I. Levon<sup>1</sup>, U. V. Grygoriev<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

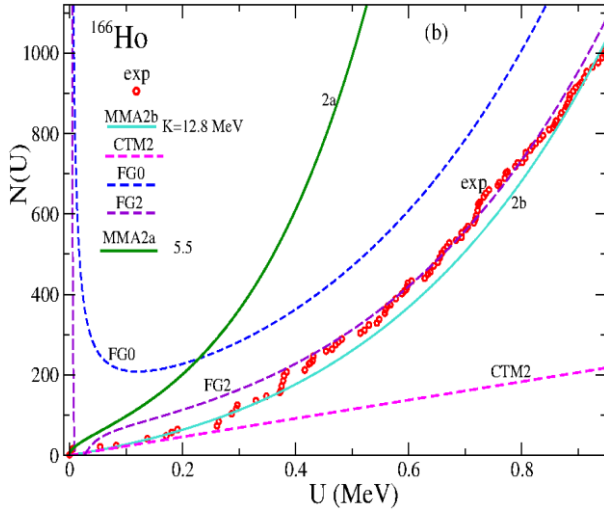
<sup>2</sup>*Cyclotron Institute, Texas A&M University, College Station, Texas, USA*

<sup>3</sup>*School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an, China*

In this report, we present the masses  $M$  and radii  $R$  of neutron stars (NS) within their macroscopic model as a perfect cold dense-liquid drop at equilibrium [1]. This model is based on the extended Thomas - Fermi (ETF) approach [2], well known in nuclear physics. The key point is to use the leptodermic expansion over a small parameter,  $a/R \ll 1$ , where  $a$  is the thickness of the NS crust, and  $R$  is the effective NS radius. The radius  $R$  corresponds to the maximum of the gradient of a particle number density  $\rho$ . The ETF approach can be applied for the derivation of the particle number density  $\rho$ , the equation of state (EoS),  $P = P(\rho)$  for the pressure  $P$ , and NS mass  $M(R)$ . The macroscopic gravitation is taken into account in terms of the Schwarzschild metric (SM) solution to the General Relativistic Theory equations for spherically symmetric systems,  $ds^2 = -e^\lambda dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta)d\varphi^2 + c^2 e^\nu dt^2$ , where  $e^{-\lambda} = 1 - r^2/R_S^2$ ,  $R_S$  is the Schwarzschild radius; see also Ref. [1] for the  $v(r)$ . We use also the second-order expansion of the gravitational potential  $\Phi$  near the saturation density  $\bar{\rho}$  as the contribution to the total incompressibility,  $K_G = K - (9G\bar{\rho}^2/4)\partial^2\Phi/\partial\rho^2$ , at  $\rho = \bar{\rho}$ , where  $K$  is the nuclear incompressibility and  $G$  is the gravitational constant. The density  $\rho$  is derived analytically from the general form for the energy density,  $E(\rho) = A(\rho) + C\nabla^2\rho$ , where  $A(\rho)$  is a smooth function of the density  $\rho$ ,  $A(\rho) = -(b_V + G\Phi(\bar{\rho})/4)\rho + (K_G/18\bar{\rho}^2)\rho(\rho - \bar{\rho})^2$ ,  $C$  is the van der Waals Skyrme interaction constant,  $b_V$  is a constant for the energy separation of particles from the dense matter, and  $R_S = (3c^2/8\pi GE(\bar{\rho}))^{1/2}$ . We solve at first order over the leptodermic parameter  $a/R$  the equilibrium equation,  $\delta E/\delta\rho = \mu$ , where  $\mu$  is the chemical potential, obtained by the Lagrange method for a constant particle number condition. For zero-order approximation over  $a/R$ , the density  $\rho$  is obtained in terms of elementary functions through the effective surface (ES) with an exponentially sharp decrease from the saturation constant  $\bar{\rho}$  to zero.

For the NS mass, one finds  $M = 4\pi m \int_0^R e^{\lambda/2} r^2 \rho(r) dr$ , where  $m$  is the mean particle mass. Substituting  $e^{\lambda/2}$  from the SM, one may present the NS mass as  $M = M_V + M_S$ , where  $M_V = 4\pi m \bar{\rho} R_S^3 f(R/R_S)$  is the volume term with  $f(z) = [\arcsin z - z(1-z^2)^{1/2}]/2$ , and  $M_S = 4\pi m \int_0^R r^2 dr (\rho - \bar{\rho}) e^{\lambda/2}$  is the surface component. Taking all smooth functions of  $r$  off the integral at  $r = R$  because of a sharp bell-like integrand of the width  $a$  near the ES, and using the zero-order Lagrange equation, one finally obtains  $M_S \approx -8\pi m \bar{\rho} R^2 a (1 - R^2/R_S^2)$ .

Figure shows the NS mass,  $M = M_V + M_S$ , as a function of radius  $R$  (solid curves) for several central densities  $\rho_c$  which satisfies most of the NS models. The difference between the corresponding solid ( $M$ ) and dashed ( $M_V$ ) lines present the significant surface effects. Instead of monotonic behavior, largely  $M_V \propto R^3$  for the volume component, one finds a clear maximum for the equilibrium existence  $r_g < R < R_S$ , where  $r_g = 2GM/c^2$  is the gravitational radius for the limit value of  $R$  for the gravitational collapse. Our analytical evaluations are largely in good agreement with experimental data [3 - 5]. Green dash-dotted and solid curves show a significant dependence of the mass  $M$  on the leptodermic parameter  $a/R$  for changing its value from 0.08 (the same for all solid lines) to 0.06 (for dash-dotted curve) for the central density  $\bar{\rho}_c/\rho_0 = 3$ , as an example. Notice that larger masses  $M$  for about the same radii  $R$  better agree with the experimental data (see Refs. [3 - 5]) for a smaller value of the surface parameter  $a/R$  for this central density than that for the corresponding green solid curve.



NS mass  $M$  in Solar units (solid lines) as a function of the radius  $R$  for different central densities  $\bar{\rho}/\rho_0$  (in nuclear-matter density units,  $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ ). Dashed lines are the corresponding volume parts  $M_V$ . The experimental data are shown by the shaded (red oblique cells, orange dashed, and green dotted) areas for NSs J0030+0441 [3], GW170817 [4], and J0740+6620 [5].

As perspectives, one can generalize our analytical approach to take into account the gradient terms in the famous Tolman - Oppenheimer - Volkoff (TOV) equations and apply them to many-component systems. It is especially interesting to extend this ES approach to account for the symmetric energy of the isotopically asymmetric finite systems as done successfully for nuclei [2]. Also, for deformed and superdeformed shapes of the surface, one can use our method for the NS pulsars at large angular momenta.

1. R.C. Tolman. *Relativity, Thermodynamics, and Cosmology* (New York: Dover Publications, 1987).
2. A.G. Magner et al. 2024. arXiv: 2403.01445v1 [nucl-th]. Submitted to Eur. Phys. A (2024).
3. G. Raaijmakers et al. *The Astrophysical J. Lett.* 918:L29 (2021) 13 pp.
4. C.D. Capano et al. *Nature Astronomy* 4 (2020) 625.
5. T.E. Riley et al. *The Astrophysical J. Lett.* 918:L27 (2021) 30 pp.

# INVESTIGATION OF QUARK EFFECTS IN NUCLEI VIA ANALYSIS OF BREMSSTRAHLUNG EMISSION IN PROTON-NUCLEUS SCATTERING

**S. P. Maydanyuk<sup>1,2</sup>, K. Tsushima<sup>3</sup>, G. Ramalho<sup>4</sup>, P.-M. Zhang<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Wigner Research Centre for Physics, Budapest, Hungary

<sup>2</sup> Sun Yat-sen University, Zhuhai, China

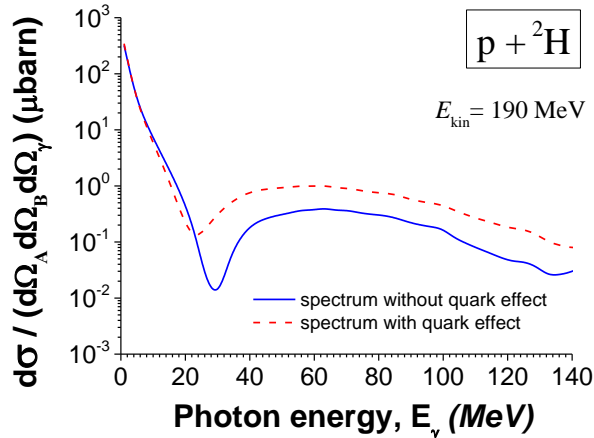
<sup>3</sup> LFTC, Universidade Cidade de Sao Paulo, Sao Paulo, Brasil

<sup>4</sup> OMEG Institute and Soongsil University, Seoul, Korea

In the talk, a new method will be presented. It allows us to see the effects of quarks (and quark structure of nucleons) in nuclei, through the analysis of bremsstrahlung photons emitted in scattering of protons on nuclei. The quantum-mechanical model of bremsstrahlung emission is a continuation of our previous developments of methods for bremsstrahlung in nuclear processes [1, 2] (see reference therein) and cluster models in nuclear physics [3, 4] (see reference therein). The inclusion of quark effects in the model is realized based on the quark-meson coupling (QMC) model [5, 6].

From previous studies, we have found that the incoherent emission of photons is significantly larger than the coherent emission. Such investigation has already been carried out at the systematic level for various nucleus-targets and energies of proton beams [1, 2] (for example, for the scattering of protons on <sup>197</sup>Au nucleus at a proton beam energy of 190 MeV, ratio between the incoherent contribution to the coherent contribution is 10<sup>+6</sup> – 10<sup>+7</sup> times). Note that the incoherent bremsstrahlung is calculated based on the magnetic moments of protons and neutrons of the nucleus target and the magnetic moment of the proton-projectile in the nucleus. So, any small variations of the magnetic moments of the nucleons in the nucleus should essentially change the bremsstrahlung spectra in the proton-nuclear scattering.

The QMC model can calculate the magnetic moments of nucleons in the nucleus [5, 6]. According to this theory, the values of the magnetic moments of the nucleons in the nucleus are enhanced from the corresponding values of them in a vacuum. The theory explains such changes by the influence of the quark effects, which are enhanced for nucleons in nuclear matter than those of nucleons in vacuum. Note that in our previous studies, we used values of the full magnetic moments of nucleons in a vacuum. For this reason, a question appears, “how is the bremsstrahlung spectrum changed after taking into account the magnetic moments of the nucleons in the nucleus?” We are interested in the question, of whether or not the changes in the bremsstrahlung spectra can be detected if this quark aspect is taken into account. We have analyzed different nuclei and energies with the aim of establishing the most convenient candidate to see the quark effects clearly.



Based on the developed formalism, we have analyzed different nucleus targets. It turns out that deuteron is a good enough nucleus for such a study. Results of calculations for the bremsstrahlung cross sections with the inclusion of quark effects and without those are shown in Figure. One can see that even after renormalization of the calculated spectrum, the difference between the spectra remains. This guarantees that the proposed method can be used to study the possible quark effects inside nuclei at such energies.

Cross-sections of bremsstrahlung emission in the scattering of the proton on deuteron with the inclusion of quark effects and without such effects.

1. S.P. Maydanyuk. Enhancement of incoherent bremsstrahlung in proton-nucleus scattering in the  $\Delta$ -resonance energy region 2022. [arXiv: 2203.07146](https://arxiv.org/abs/2203.07146); Phys. Rev. C 107 (2023) 024618.
2. X. Liu et al. First investigations of hypernuclei in reactions via analysis of bremsstrahlung photons 2018. [arXiv: 1810.11942](https://arxiv.org/abs/1810.11942); Phys. Rev. C 99 (2019) 064614.
3. V.S. Vasilevsky et al. Phys. Rev. C 63 (2001) 034606.
4. V.S. Vasilevsky et al. Nucl. Phys. A 824 (2009) 37.
5. K. Saito, K. Tsushima, A.W. Thomas. Prog. Part. Nucl. Phys. 58 (2007) 1.
6. G. Krein, A.W. Thomas, K. Tsushima. Prog. Part. Nucl. Phys. 100 (2018) 161.

# IN WHAT WAY ARE THE ISOTOPES OF SEABORGIUM FISSIONED?

**V. T. Maslyuk, M. I. Romanyuk**

*Institute of Electron Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Uzhhgorod, Ukraine*

The history of the search for superheavy elements (SHE) dates back to the 1950s, and the interest in their discovery is explained by new ideas about the stability of nuclear matter and theoretical models describing it. First of all, this is due to the search for “islands of stability” for SHE for  $Z > 104$ , containing magic numbers of neutrons  $N = 184$  and protons  $Z = 114, 120, \text{ or } 126$  with half-lives of 108 - 109 years [1]. The synthesis, identification, and choice of the name Seaborgium for the isotope  $Z = 106$  can form an exciting plot of an adventure story about the events that began in the early 70s of the last century, and only in 1997 was the addition of the chemical element to the VIb group of the Periodic Table. Seaborgium (Sg) belongs to synthetic chemical elements that are not known in nature; so far, its isotopes  $^{258-268}\text{Sg}$  and  $^{271}\text{Sg}$  are obtained due to nuclear reactions with heavy ions [2 - 4]. However, assuming the existence of “islands of stability” of SHE, which may contain long-lived isotopes with a half-life of 109 years, work is currently underway to search for Sg of natural origin, searching for it among W elements, using scintillation detectors whose material contains W:  $\text{ZnWO}_4, ^{116}\text{CdWO}_4$  [5]. Such studies require long separations of events that may belong to the  $\alpha$ -decay of Sg with the emission of high-energy ( $>8$  MeV)  $\alpha$ -particles. Recent achievements in this direction [6] allow us to estimate the atomic prevalence of seaborgium in tungsten at the level of  $5.1 \cdot 10^{-15}$  atoms Sg relative to atoms W, which is 11 times lower than previous measurements with a  $\text{ZnWO}_4$  crystal detector. However, in the presence of data on the features of fission of Sg isotopes, it is possible to propose other schemes for their identification, for example, based on the characteristics of their fission fragments' mass/charge yields.

This paper presents the results of calculations of the mass-charge spectra of fragments of fission of isotopes  $^{240-360}\text{Sg}$ , data on the binding energy given in the paper [7]. The calculation was carried out in the framework of the fission approximation, investigating the ordering of the ensemble of 2 fragment clusters that can be formed during the fission of the Sg isotope. The conditions of thermodynamic equilibrium of such an ensemble are established from the minimum of the Gibbs potential:

$$G = U - TS + PV,$$

where  $U$  is the total internal energy of the 2-fragment cluster, determined through the spectrum  $\{\epsilon_i\}$  of the nucleus-fragment bond energy; here,  $P$  is pressure, and  $T$  is temperature or the excitation energy of the original nucleus. After fissionable ensembles are considered as ensembles of constant pressure,  $PV = P \cdot A_0 \cdot \Delta V$ ,  $\Delta V$  is the elementary volume of the nucleon in the nucleus [8], the value of  $P \cdot \Delta V$  is of the order of the value of the temperature of the nucleus, and  $S$  has the meaning configurational entropy of two-fragment clusters. The only color statistics must be used to find  $S$ . These statistics take into account the statistical non-equivalence of nucleons in different nuclei-fragments. This paper considers the pre-emission of nuclear particles variant of spontaneous nuclear fission at a temperature (excitation energy) of 1 MeV. This approach makes it possible to calculate the probability of nuclear 2-fragment clusters of nuclear fragments using the function  $\exp(-G_i/T)$ . The next step is to find the distribution functions  $F(A_i)/F(Z_i)$  of individual fragment nuclei with masses ( $A_i$ )/charges ( $Z_i$ ). The statistical method does not contain fitting parameters:  $T$  is determined by the neutron/proton fission evaporation spectra, and the spectrum  $\{\epsilon_i\}$  is set using known systematics [7]. The calculation method was similar to the earlier finding of mass-charge spectra of isotopes of uranium and oganesson [9, 10]. The subject of the study was the effect of magic numbers 50, 82, and 126 on the formation of one- and two-humped fission debris exit channels for an array of neutron-deficient (at  $A < 277$ ) and neutron-abundant (at  $A > 277$ ) Sg isotopes. The results of such calculations of mass yields of fission fragments are presented in Fig. 1 and 2, respectively, – charging outputs. As can be seen, for the already synthesized Sg isotopes in the range of masses 258-271, i.e., neutron-deficient nuclei, the same hump features of the mass and charge yields of the fission fragments occur, i.e., their division into fragments is the same in terms of mass and charge.

The analysis shows that the one-hump nature of the mass and charge spectra is formed by isotopes having a closed proton shell with magic numbers 50 and a closed neutron shell with magic numbers  $N = 82$ , in particular, these are nuclei in the vicinity of  $A = 122$ . The same features occur for neutron surplus isotopes in the vicinity of  $A_0 \sim 350 - 360$ , caused by the influence of the magic numbers 50, and 126. For isotopes in the vicinity of  $A_0 \sim 280 - 310$ , there are 2 hump features of mass-charge fragments, mainly due to the influence of the magic number 50. The role of other filled nuclear shells for these isotopes is less significant.

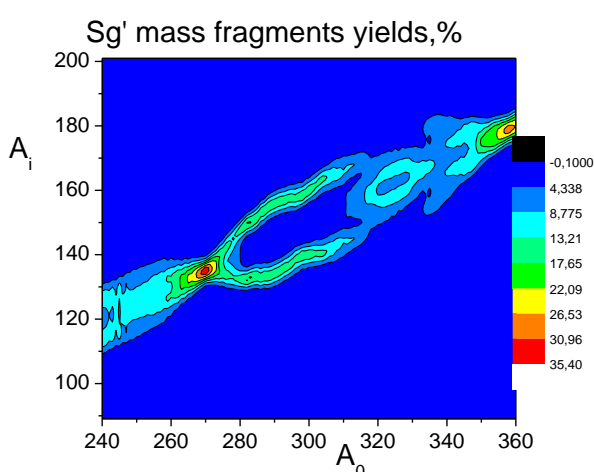


Fig. 1. Mass spectra of fission fragments ( $A_i$ ) of  $^{240-360}\text{Sg}$  isotopes with  $A_0$  mass at a temperature of  $T = 1$  MeV at the stage of pre-emission fission.

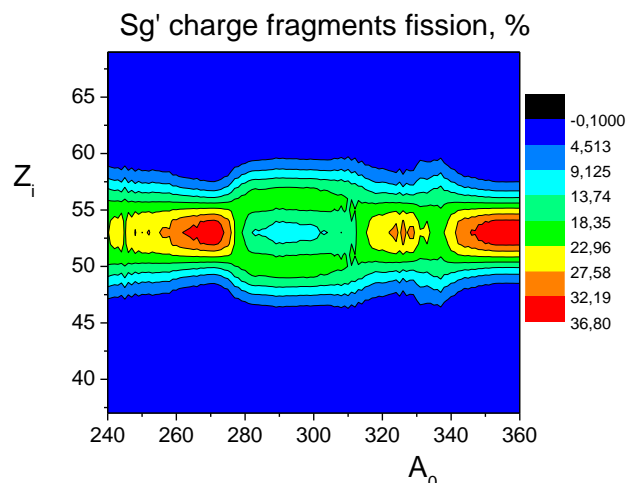


Fig. 2. Charge spectra of fission fragments ( $A_i$ ) of  $^{240-360}\text{Sg}$  isotopes with  $A_0$  mass at a temperature of  $T = 1$  MeV at the stage of pre-emission fission.

The paper discusses the dependence of the kinetic energy of fission fragments on the mass of Sg isotopes, the influence of excitation energy, and the possibility of choosing isotopes - labels for their identification. In this way, the performed calculation shows the possibility of identifying superheavy nuclei synthesized in experiments on the interaction of charged beams not mediated, through chains of alpha particles, but as a result of direct experiments, studying the yields of their fission fragments and their nuclear transformations.

The authors are grateful to V. I. Tretyak and N. V. Sokur for discussing the topic of research on cyborgium isotopes.

1. K. Chapman. *Phil. Trans. R. Soc. A* 378 (2020) 20190535.
2. A. Ghiorso et al. *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974) 1490.
3. B. Fricke. *Struct. Bond.* 21 (1975) 89.
4. D.C. Hoffman, D.M. Lee, V. Pershina. *Transactinide Elements and Future Elements*. In: L.R. Morss, N.M. Edelstein, J. Fuger (Eds.) *The Chemistry of the Actinide and Transactinide Elements* (Springer, Dordrecht, 2008).
5. P. Belli et al. *Physica Scripta* 97 (2022) 085302.
6. N.V. Sokur. Thesis abstract (Kyiv, Institute for Nuclear Research of the National Academy of Sciences of Ukraine, 2024).
7. M.Wang et al. *Chinese Phys. C* 45 (2021) 030003.
8. V.Yu. Denisov, V.A. Plujko. *Problems of Atomic Nuclear Physics and Nuclear Reactions* (Kyiv: Taras Shevchenko National University of Kyiv, 2013) 430 p.
9. V. Maslyuk et al. *EPL* 119 (2017) 12001.
10. V. Maslyuk et al. *EPL* 112 (2015) 52001.



# THEORETICAL ASPECTS AND EXPERIMENTAL SEARCHES FOR PHYSICS BEYOND THE STANDARD MODEL

**T. V. Obikhod, E. A. Petrenko**

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

The application of continuous and discrete groups [1] to the theory of nuclei, elementary particles, in the theoretical physics of high energies leads to the need for systematization of knowledge and methods to obtain new information about phase transitions at high energies. Attempts to find a theory of the experiment on the scale of QCD led to the discovery of String Theory. The development of superstring theory as applied to cosmology led to the concept of the “Universe on brane”. D-brane theory asserts that gravity and quantum mechanics are integral principles of the construction of the Universe. D-branes are used to solve three serious problems of the Big Bang: the flatness problem; the problem of the horizon; the dark energy problem. The application of a complex approach in the study of new physics at high energies is an effective way of studying all four types of interaction within the framework of the theory of D-branes and superstrings, which are necessary for solving the current problems of modern theoretical and experimental physics. The purpose of the work is to clarify the properties of physical objects such as vibrational modes of superstrings located between D-branes for purposeful search on modern accelerators in the form of Kaluza-Klein modes of gauge particles, microscopic black holes, and other exotic particles. In this context, we received the production cross-section of superparticles through the use of a computer program SusHi 2.0 within the framework of the three most well-known models MSSM, 2HDM, and NMSSM. The NNLO results for the corresponding models are presented in Table.

**Production cross-sections for Higgs bosons of different models**

Type of model	Energy, TeV	Parameters	ggh processes, pb	bbh processes, pb
MSSM	14	$\tan\beta = 2$ $m_H = 600$ $m_A = 360$	2.44107000E+01 (h) 1.44268831E+00 (H) 1.35196225E+01 (A)	1.60341034E+00 (h) 3.26169952E-03 (H) 5.32432200E-02 (A)
2HDM	14	$\sin(a-b) = 0.5$ $M_H = 500$	3.35561703E-01 (h) 1.31384297E-02 (H) 1.49440436E-02 (A)	3.55567952E-06 (h) 6.69957758E-08 (H) 6.92766211E-07 (A)
NMSSM	14	$\tan\beta = 4$ 6.53045066E+01 H1 1.25714134E+02 H2 9.98585583E+02 H3 7.43468055E+01 A1 9.97666077E+02 A2	5.38544262E+01 (h) 2.92531982E+01 (H) 7.75186900E-02 (A)	2.03031661E+00 (h) 2.93253338E-01 (H) 5.22524279E-02 (A)

The study of black holes through the prism of the geometry of extra-dimensional space, superstring theory, and the holographic principle is an important component of understanding its nature. The methodology of the study is based on general research methods of analysis and synthesis, induction and deduction, mathematical and computer modeling of systems of particles and forces, use of group theory, and the analogy method. Also, new theoretical models were proposed by Hawking in the aspect of treating particles near the event horizon, by Maldacena [2] in the aspect of AdS/quantum field theory correspondence, and by Witten in the aspect of the Thermal Phase Transition [3]. The results of the considered material present a theoretical model of a phase transition in the early stages of the evolution of the Universe, associated with a heterotic string model, identical to the phase transition of a black hole. Calculation of the entropy of a black hole through string excitations at its AdS boundary, cross-sections of the production of a rotating and non-rotating microscopic black hole in the ADD model, as well as the production and decay of a graviton at different energies within the RS model, are represented [4]. In the

framework of the space of extra dimensions, calculations of the energy of BH are presented and the proportionality of the energy to the number of degrees of freedom of the strings located between the branes,  $N$ , which has the meaning of the level of energy excitation of a soliton object of the D-brane type, is shown. Since the entropy increases and this corresponds to an increase in the excitation level of the soliton state, the decay of BH would be accompanied by an energy release greater than the explosion of a hydrogen bomb.

1. E.P. Wigner. *Symmetries and Reflections: Scientific Essays* (Cambridge, Mass.: M.I.T. Press, 1970) 280 p.
2. J.M. Maldacena. Black holes and D-branes. arXiv:hep-th/9705078v1 (1997).
3. E. Witten. *Adv. Theor. Math. Phys.* 2 (1998) 505.
4. T. Obikhod, I. Petrenko. *IOSR Journal of Applied Physics* 8(6) (2016) 62.

# ГІПОТЕЗА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДУ ВІД СУПЕРСИМЕТРИЧНОЇ МАТЕРІЇ ДО ЗВИЧАЙНОЇ

С. О. Омельченко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

1. Запропоновано модель гіпотетичного фазового переходу від суперсиметричної матерії до звичайної на базі розкладу невідродженої комплексифікованої алгебри Кліффорда з сигнатурою  $Cl_{1,9}$  на набір підалгебр, який включає підалгебру  $Cl_{1,3}$  для опису нашого Всесвіту в просторі Мінковського. Мотивація конструювання даної моделі і різних супутніх досліджень [1 - 7] пов'язана з нещодавніми відкриттями в царені астрофізики, а саме, в області експериментів, пов'язаних з дослідженнями телескопа James Webb Space Telescope (JWST).

Справа в тім, що базовий стовп Стандартної моделі (СМ), а саме, теорія Великого вибуху (ВВ) і пов'язаний з нею космологічний принцип однорідності та ізотропності Всесвіту у різних напрямках піддано сумніву десятками відкриттів телескопа JWST впродовж останніх декількох років.

*По-перше*, знайдено вже десятки галактик, вік яких є співставним [8] або більшим за загально прийнятий в СМ вік Всесвіту, який згідно СМ становить приблизно 13,797 мільярдів років. Згідно із СМ зрілих галактик такого віку не може бути, і такі новітні спостереження телескопа JWST нашттовхують на велику вірогідність інших або модифікованих сценаріїв утворення Всесвіту, на кшталт гіпотетичної можливості наявності у далекому минулому, наприклад, більше одного ВВ.

*По-друге*, винайдено багато велетенських структур з діаметрами від 1,3 до 9 мільярдів світлових років [9], що протирічить вищезгаданому космологічному принципу однорідності та ізотропності Всесвіту.

2. На протигагу теорії ВВ (або декількох ВВ) з її інфляційною компонентою короточасного прискореного розширення, що повинно було начебто пояснити однорідність і пласкість Всесвіту, які мали місце до відкриттів телескопа JWST, натеper існує кілька альтернативних моделей щодо пояснення виникнення Всесвіту, а саме: (i) циклічна модель [1], що передбачає проходження Всесвіту через цикли стиснення та розширення, які називаються циклами ВВ та Великого стиснення відповідно, де у кожному циклі новий Всесвіт виникає з попереднього; (ii) теорія струн [2], згідно з якою основною одиницею Всесвіту є не матеріальні частинки, а струни, теорія передбачає існування багатовимірного простору-часу та можливість існування кількох всесвітів, названих «мембранами»; (iii) квантова гравітація і петлева квантова гравітація [3], де є намагання поєднати квантову механіку з теорією гравітації, з парадигмою квантовості простору-часу; (iii) модель нескінченних світів [4] з гіпотезою про обмеженість нашого світорозуміння одним Всесвітом серед безлічі паралельних, кожен з яких має свої власні початкові умови та фізичні закони; (iv) теорія коваріантних констант зв'язку (ССС) [5] і стомленого світла (ТЛ) [6], в яких показано, що з часом фундаментальні константи і частоти фотонів реліктового випромінювання змінюються, що вже дає іншу оцінку віку Всесвіту, а саме, більше, ніж 26,7 мільярдів років [7]. Всі ці альтернативні теорії несуть важливу інформацію про те, як ми розуміємо виникнення Всесвіту, і можуть стимулювати подальші дослідження та дискусії у науковому співтоваристві.

3. У даній запропонованій моделі, яка в подальшому може бути пов'язана з вищенаведеними попередніми альтернативами ВВ, теж радикально пропонується, що ВВ у розумінні СМ не було взагалі, а був фазовий перехід нескінченного та безперервного Всесвіту із суперсиметричною матерією, який завжди існував раніше і може бути описаний невідродженою комплексифікованою алгеброю Кліффорда (АК) із сигнатурою  $p, q, r = 1, 9, 0$ , тобто,

$$Cl_{p,q,r} = Cl_{1,9,0} \equiv Cl_{1,9} \quad , \quad \text{де } p = 1, \quad q = 9, \quad r = 0, \quad (1)$$

до Всесвіту, де ми живемо зараз, і який описується невідродженою комплексифікованою АК з сигнатурою  $p, q, r = 1, 3, 0$ :

$$Cl_{p,q,r} = Cl_{1,3,0} \equiv Cl_{1,3}, \quad \text{де } p = 1, \quad q = 3, \quad r = 0, \quad (2)$$

що відповідає пласкому простору Мінковського, що експериментально доведено на макромасштабах [10]. Такий перехід математично є можливим згідно з теоремою Фробеніуса [11], яка стверджує, що існує повний розклад АК на підалгебру АК та її доповнення до повної АК:

$$Cl_{1,9,0} \equiv Cl_{1,9} = Cl_{1,3} + addition\_1. \quad (3)$$

4. Фактично цей гіпотетичний фазовий перехід означає зміну елемента сигнатури АК  $q = 9 \rightarrow q = 9 - 6 = 3$  зі зменшенням просторових ступенів свободи з дев'яти до трьох при збереженні кількості часових ступенів свободи  $p = 1 \rightarrow p = 1$  у підпросторі, що описується підалгеброю АК  $Cl_{1,3}$  та відповідає фізично розщепленню простору з одним часовим ступенем свободи і дев'ятьма просторовими ступенями свободи на два підпростори, а саме: (i) – простір Мінковського з одним часовим і трьома просторовими ступенями свободи з підалгеброю АК  $Cl_{1,3}$  та (ii) – простір  $addition\_1$  (див. (3)), який є доповненням до АК  $Cl_{1,3}$  згідно з теоремою Фробеніуса [11], яких може бути безліч, але кількість їх може бути скорочена як (а) – з точки зору збереження кількості  $\mathbb{N}$  базисних елементів АК  $Cl_{1,9}$  до і після розкладу, тобто, це є правило тотожності кількості базисних елементів зліва і справа у розкладі (3), а це у даному випадку:

$$\mathbb{N} = 2^{p+q} = 2^{1+9} = 2^{10} = 1024, \quad (4)$$

так і (б) – з точки зору антропологічного принципу.

5. Можливою причиною для розкладу Всесвіту із суперсиметричною матерією під АК  $Cl_{1,9}$  може бути флуктуація часу, і пов'язана з цим поява в правій частині виразу (3) можливої компоненти без часового ступеню свободи, яка найвірогідніше і порушує стартову суперсиметрію, наприклад, поява підалгебри АК  $Cl_{0,6}$ .

У даному контексті запропоновано аналіз й інтерпретацію такого повного розкладу АК  $Cl_{1,9}$ :

$$Cl_{1,9} = Cl_{1,3} + addition\_1 = Cl_{1,3} + n_1 \cdot Cl_{0,6} + n_2 \cdot Cl_{0,4}, \quad (5)$$

де  $n_1 = 15$ ,  $n_2 = 3$  обрані таким чином, щоб задовільняти умові (4), а вибір сигнатур усіх алгебр у правій частині виразу (5) задовольняє всім теоремам Фробеніуса стосовно розкладу АК на підалгебри. Зазначимо, що у виразі (5) при цьому повинна зберігатися кількість базисних елементів АК зліва і справа, тобто  $\mathbb{N} = 1024$  (див. (4)):

$$2^{p+q} = 2^{1+9} = 2^{1+3} + 15 \cdot 2^{0+6} + 3 \cdot 2^{0+4} = 16 + 960 + 48 = 1024. \quad (6)$$

6. Розглянуто можливі фізичні причини подібного фазового переходу (3), проаналізовано можливі варіанти доповнення  $addition\_1$  до простору Мінковського з алгеброю  $Cl_{1,3}$  у виразі (5) з антропологічного принципу і з точки зору збереження кількості базисних елементів (тобто, 1008) суми підалгебр доповнення  $addition\_1$  у виразі (5).

1. P.J. Steinhardt, Neil Turok. The Cyclic Universe: An Informal Introduction. Nucl. Phys. B 124 (2003) 38.
2. D. Langlois. Brane Cosmology. Prog. Theor. Phys. 148 (2002) 181.
3. A. Ashtekar. Loop quantum gravity and the very early universe. In: [Proceedings of the 7th International Conference on Mathematical Methods in Physics \(ICMP 2012\). Plenary Talks. Proc. of Science Vol. 175 \(2013\)](#).
4. M. Tegmark. Parallel Universes 2003. arXiv:astro-ph/0302131v1.
5. J.D. Barrow, G. Varying. Other Constants. In: [Current Topics in Astrofundamental Physics: Primordial Cosmology. N. Sánchez, A. Zichichi \(Eds\) \(Springer, Dordrecht: NATO ASI Series \(ASIC, vol. 511\)\)](#).
6. L. Ashmore. *Tired Light: an Explanation of Redshifts in a Static Universe* (CreateSpace Independent Publishing Platform, 2016) 146 p.
7. R.P. Gupta. Testing CCC+TL Cosmology with Observed Baryon Acoustic Oscillation Features 2024. arXiv:2401.09483v1 [astro-ph.CO].
8. R.P. Naidu et al. Two remarkably luminous galaxy candidates at  $z \approx 10 - 12$  revealed by JWST. The Astrophysical Journal Letters 940(1) (2022) L14.
9. A.M. Lopez, R.G. Clowes, G.M. Williger. A Giant arc on the sky. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 516(2) (2022) 1557.
10. P.A.R. Ade et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters 2015. arXiv:1502.01589v3 [astro-ph.CO].
11. P. Lounesto. *Clifford Algebra and Spinors*. 2nd ed. (Cambridge: Cambridge University Press, 2001) 346 p.

# АНАЛІЗ СИСТЕМАТИК ТОВЩИНИ НЕЙТРОННОЇ ШКІРИ АТОМНИХ ЯДЕР

В. А. Плюйко, О. М. Горбаченко

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна*

Більшість ядерних реакцій супроводжуються гамма-випромінюванням, яке як і фотопоглинання атомними ядрами можна описати за допомогою фотонних силових функцій(ФСФ) [1 - 5]. Наявність пігми дипольного резонансу в ФСФ та гігантського дипольного резонансу може суттєво вплинути на розрахунок спостережних характеристик ядерних реакцій, і зокрема на результати обчислень розповсюдження хімічних елементів у Всесвіті [6]. Коректне визначення товщини нейтронної шкіри важливе для визначення характеристик пігми дипольних резонансів [7, 8]. У роботі проаналізовано дві найбільш поширені параметризації товщини нейтронної шкіри у нейтроннадлишкових ядрах.

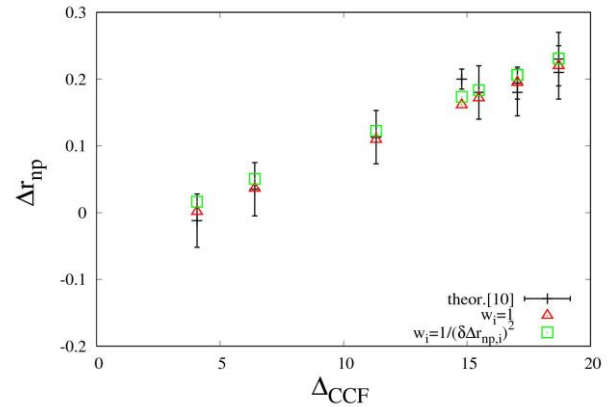
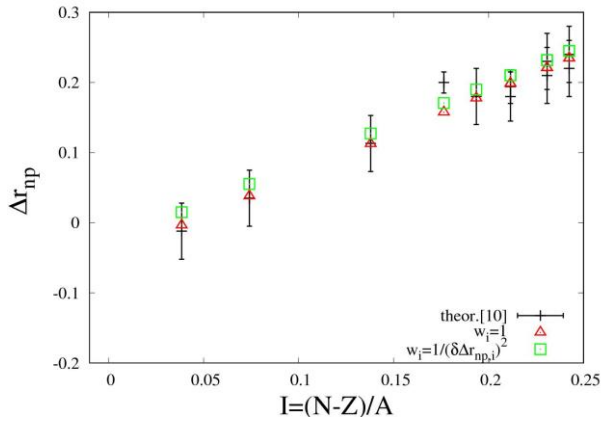
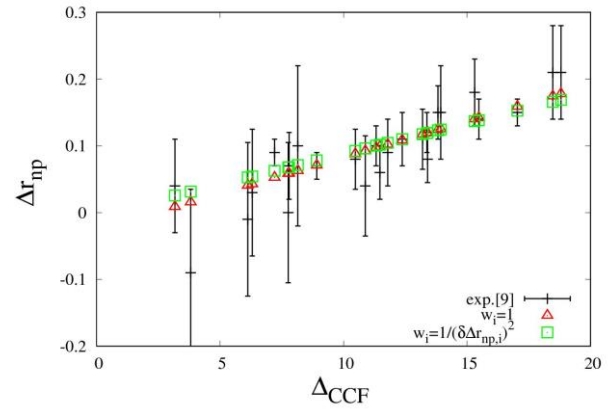
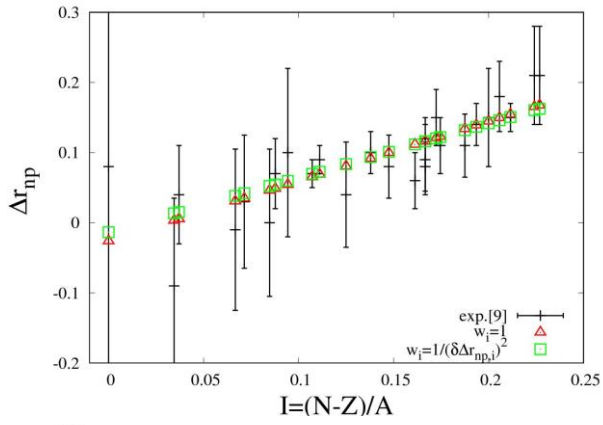
Для цього було використано експериментальні дані з розсіяння антипротонів на ядрах [9] та теоретичні розрахунки для ядер  $^{68}\text{Ni}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{104,108,116,124,130,132}\text{Sn}$ , що наведені в роботі [10], та розрахунки методом Скірма - Хартрі - Фока радіусів розподілу нуклонів з роботи [11] Товщина нейтронної шкіри визначалась як різниця  $\Delta r_{np} = R_{rms,n} - R_{rms,p}$  середньоквадратичні (*rms*) радіусів для розподілів нейтронів  $R_{rms,n}$  та протонів  $R_{rms,p}$ . Товщина нейтронної шкіри розглядалась або як функція надлишку нейтронів  $I = (N - Z) / A$ , а саме [9]  $\Delta r_{np} = \Delta r_{np}(I) = \alpha + \beta \cdot I$ , або як функція різниці енергій відриву від ядра двох протонів  $S_{2p}$  і двох нейтронів  $S_{2n}$ , а саме [10]  $\Delta r_{np} = \Delta r_{np}(\Delta_{CCF}) = \gamma + \delta \cdot \Delta_{CCF}$ , де  $\Delta_{CCF} = (S_{2p} - S_{2n}) / 2 + E_c$ . Значення енергій відриву бралися з роботи [12], а для енергії кулонівського бар'єра  $E_c$  використовувалося значення кулонівського бар'єра для протона на відстані еквівалентного середньоквадратичного радіуса розподілу заряду:  $E_c(\text{MeV}) = 1,44 \cdot (Z - 1) / R_p(\text{фм})$  (MeV),  $R_p = [1,15 + 1,80A^{-2/3} - 1,20A^{-4/3}] \cdot A^{1/3}$  (фм).

У таблиці представлено значення параметрів  $\alpha, \beta, \gamma, \delta$  систематик  $\Delta r_{np}(I)$ ,  $\Delta r_{np}(\Delta_{CCF})$  та значення середньоквадратичних відхилень систематик від відповідних даних  $\chi^2 = \sum_i^{N_{points}} w_i (\Delta r_{np,i}^{DATA} - \Delta r_{np,i}^{SYS})^2 / (N_{points} - N_{params})$ , де  $N_{points}$ ,  $N_{params}$  – кількість точок та підігнаних параметрів у функції,  $w_i$  – вагові коефіцієнти.

Дані, ваги	$\alpha$ , фм; $\beta$ , фм; $\chi^2$	$\gamma$ , фм, $\delta$ , фм/MeV; $\chi^2$
[9], $w_i = 1$	$-0,026 \pm 0,02, 0,85 \pm 0,13, 0,002$	$-0,025 \pm 0,021, 0,011 \pm 0,002, 0,0045$
[9], $w_i = 1 / (\delta \Delta r_{np,i})^2$	$-0,013 \pm 0,016, 0,78 \pm 0,10, 0,34$	$-0,003 \pm 0,016, 0,0092 \pm 0,0013, 0,91$
[10], $w_i = 1$	$-0,048 \pm 0,015, 1,17 \pm 0,08, 0,0003$	$-0,059 \pm 0,015, 0,015 \pm 0,001, 0,0003$
[10], $w_i = 1 / (\delta \Delta r_{np,i})^2$	$-0,03 \pm 0,03, 1,13 \pm 0,15, 0,74$	$-0,004 \pm 0,03, 0,015 \pm 0,002, 0,63$
[11], $w_i = 1$	$-0,094 \pm 0,009, 0,94 \pm 0,06, 0,0004$	$-0,094 \pm 0,011, 0,012 \pm 0,001, 0,0013$
Середньоарифметичні значення параметрів	$-0,042 \pm 0,009, 0,97 \pm 0,05$	$-0,037 \pm 0,009, 0,0124 \pm 0,0007$

Значення  $\chi^2$  було розраховано або із однаковими ваговими коефіцієнтами для всіх точок ( $w_i = 1$ ), або з похибками даних ( $w_i = 1 / (\delta \Delta r_{np,i})^2$ ). Було використано теоретичні розрахунки для ядер  $^{68}\text{Ni}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{104,108,116,124,130,132}\text{Sn}$  (див. посилання із [10] до рис. 27), а також розрахунки з [11] для ядер вказаних у [9]

Порівняння систематик з експериментальними даними [9] та теоретичними розрахунками для ядер  $^{68}\text{Ni}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{104,108,116,124,130,132}\text{Sn}$  (див. посилання із [10] до рис. 27) представлено на рисунку.



Порівняння систематик для товщини нейтронної шкіри від параметра нейтронно-протонної асиметрії  $I$  та  $\Delta_{CCF}$  для даних з [9] та набору ядер  $^{68}\text{Ni}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{104,108,116,124,130,132}\text{Sn}$  із [10].

Згідно з критерієм мінімуму значення  $\chi^2$  найкращі вирази для систематики підгонки експериментальних даних такі:

$$\Delta r_{np}(I) = (-0,042 \pm 0,009) + (0,97 \pm 0,05)I$$

та

$$\Delta r_{np}(\Delta_{CCF}) = (-0,037 \pm 0,009) + (0,0124 \pm 0,0007)\Delta_{CCF}.$$

1. R. Capote et al. Nucl. Data Sheets 110 (2009) 3107.
2. V.A. Plujko et al. At. Data Nucl. Data Tab. 123-124 (2018) 1.
3. S. Goriely, V. Plujko. Phys. Rev. C 99(1) (2019) 014303.
4. S. Goriely et al. EPJ A 55(10) (2019) 172.
5. S. Goriely. Phys. Lett. B 436 (1998) 10.
6. M. Arnould et al. Phys. Rep. 450 (2007) 97.
7. Y. Suzuki, K. Ikeda, H. Sato. Prog. Theor. Phys. 83 (1990) 180.
8. P.V. Isacker, M. Nagarajan, D. Warner. Phys. Rev. C 45 (1992) R13.
9. J. Jastrzebski et al. Int. Jour. Mod. Phys. E 13(1) (2004) 343.
10. D. Savran, T. Aumann, A. Zilges. Progress in Particle and Nuclear Physics 70 (2013) 210.
11. W.M. Seif, H. Mansour. Int. Jour. Mod. Phys. E 24 (2015) 1550083.
12. W.J. Huang et al. Chinese Physics C 41 (2017) 030003.

# LANDAU - ZENER TRANSITIONS AS A POSSIBLE MECHANISM FOR NUCLEAR DISSIPATION

**S. V. Radionov**

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

Within the random-matrix model, the diffusion-like equation,

$$\frac{\partial f(E,t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial E} [r(E,t)f(E,t)] + \frac{\partial^2}{\partial E^2} [D(E,t)f(E,t)], \quad (1)$$

was obtained for the ensemble-averaged occupancies  $\rho(E,t)[f(E,t) = \rho(E,t)\Omega(E)]$  of nuclear many-body states.

It has been demonstrated that in the case of the Landau - Zener transitions between nuclear levels both the drift,  $r(E,t)$ , and the diffusion,  $D(E,t)$ , coefficients are defined by the average nuclear many-body density of states  $\Omega(E)$  and by the spectral statistics of the levels:

$$r(E,t) = \frac{d[\ln(\Omega(E))]}{dE} D(E,\dot{q}(t)), \quad (2)$$

where  $\dot{q}$  is collective velocity. For different statistical ensembles of levels, the diffusion coefficient  $D(E,t)$  is given by

$$D(E,\dot{q}) \propto |\dot{q}|^{5/2}, GOE \text{ and } D(E,\dot{q}) \propto |\dot{q}|^3, GUE. \quad (3)$$

In view of the conservation of total energy of a nuclear many-body system, the different power-law dependencies of the drift  $r(E; t)$  and  $D(E; t)$  coefficients on the velocity of deformation  $\dot{q}$  imply a non-linear character of friction force in transport Langevin-like description of the collective motion  $q(t)$ .

# STUDYING CALORIC CURVES OF NUCLEAR MATTER

**A. I. Sanzhur<sup>1</sup>, S. Shlomo<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup> *Cyclotron Institute, Texas A&M University, College Station, USA*

Caloric curves measurements in heavy-ion collisions [1] have shown signs of a liquid-vapour phase transition in nuclear matter. The plateau region of the caloric curve, that is, the dependence of temperature,  $T$ , on excitation energy per particle  $\varepsilon_{\text{ex}}$ , gives the signal of phase transition [2]. For finite nuclear systems composed of a limited number of neutrons  $N$  and protons  $Z$  (small system), the extension of concepts as applied in the case of infinite matter is possible [3]. Generally, the liquid-vapour phase transition is accompanied by an increase in energy and particle number fluctuations. In this context, it is of interest to consider fluctuations for thermodynamic states along the caloric curve. Here we address this issue within the grand canonical ensemble formulation.

The grand partition sum  $\Xi$  and grand potential  $\Omega$  for the system driven by the corresponding environmental variables are written as,

$$\Xi(\lambda_0, \lambda_1, V, T) = \iint dA_0 dA_1 \exp\left[\left(\lambda_0 A_0 + \lambda_1 A_1 - F(A_0, A_1, V, T)\right)/T\right], \Omega = -T \ln(\Xi). \quad (1)$$

Here, the integration is carried out over possible values of the total number of nucleons  $A_0 = N + Z$  and neutron excess  $A_1 = N - Z$ . In Eq. (1)  $F = F(A_0, A_1, V, T)$  stands for the free energy,  $\lambda_0$  and  $\lambda_1$  are, respectively, the isoscalar and isovector chemical potentials,  $V$  is the system volume, and  $T$  is the temperature. In order to calculate the average quantities and fluctuations the probability distribution function  $p(A_0, A_1) = \exp\left[(\lambda_0 A_0 + \lambda_1 A_1 - F)/T\right]/\Xi$  is introduced. Using this distribution function the average values of particle numbers,  $A_0$ , neutron excess,  $A_1$ , pressure,  $P$ , and energy,  $E$ , are reduced to the first derivatives of the grand potential (1) for  $\lambda_0, \lambda_1, V$ , and  $T$ , respectively,

$$A_0 = -\left(\frac{\partial \Omega}{\partial \lambda_0}\right)_{\lambda_1, V, T}, \quad A_1 = -\left(\frac{\partial \Omega}{\partial \lambda_1}\right)_{\lambda_0, V, T}, \quad P = -\left(\frac{\partial \Omega}{\partial V}\right)_{\lambda_0, \lambda_1, T},$$

$$E = \Omega - T \left(\frac{\partial \Omega}{\partial T}\right)_{\lambda_0, \lambda_1, V} - \lambda_0 \left(\frac{\partial \Omega}{\partial A_0}\right)_{\lambda_1, V, T} - \lambda_1 \left(\frac{\partial \Omega}{\partial A_1}\right)_{\lambda_0, V, T}. \quad (2)$$

The excitation energy per particle  $\varepsilon_{\text{ex}}$ , needed for the determination of the caloric curve,  $T(\varepsilon_{\text{ex}})$ , is obtained from Eq. (2) as

$$\varepsilon_{\text{ex}} = (\langle E \rangle - E_{gs}) / A_0, \quad (3)$$

where  $E_{gs}$  is the ground state energy at  $T = 0$ . One should note, that for the considered small system, the energy  $\langle E \rangle$  is not the linear homogeneous function of entropy  $S$ , volume  $V$ , and  $A_0, A_1$  numbers, in contrast to the macroscopic limit  $V \rightarrow \infty$  (within the habitual thermodynamics for infinite nuclear matter) when all extensive properties become functions of  $\lambda_0, \lambda_1$ , and  $T$  only. Nevertheless, for a certain set of environment variables, like  $\lambda_0, \lambda_1, V$  and  $T$  in our case, the thermodynamics of a small system can be built [4]. Along with ‘‘differential’’ pressure  $P$ , see Eq. (2), the ‘‘integral’’ pressure  $\hat{P} = -\Omega/V$  is introduced, and the average energy takes the form  $E = TS - PV + \lambda_0 A_0 + \lambda_1 A_1 + \mathcal{E}$ , with  $\mathcal{E} = (P - \hat{P})V$  being the correction term for the small system which disappears in the macroscopic limit, i.e.  $-(\partial \Omega / \partial V)_{\lambda_0, \lambda_1, T} = -\Omega/V = \hat{P} = P$  (see Ref. [4]).

We have calculated the isobaric caloric curve, using  $\hat{P} = 0.05 \text{ MeV} / \text{fm}^3$ , for the small nuclear system having on an average  $A_0 = 200$  and  $A_1 = 40$  and the asymmetry parameter  $X = A_1 / A_0 = 0.2$ . The calculation was carried out for the temperature interval  $T = 5 \div 12 \text{ MeV}$  using KDE0v1 Skyrme nucleon-



nucleon interaction [5]. At each chosen temperature the values of  $\lambda_0, \lambda_1$ , and  $V$  were determined to provide the above-mentioned values of  $A_0, A_1$ , and  $\hat{P}$ . The result is shown in Fig. 1 by the dotted line. With the aim of comparison, the calculation at the same pressure and asymmetry parameter was carried out for infinite asymmetric nuclear matter (solid and dashed lines in Fig. 1). Comparing the dotted line with the solid one in Fig. 1 it is seen that the temperature in the middle of the plateau region for the small system is lower than that for infinite matter by about 0.2 MeV.

We also obtained the relative fluctuations of the nucleon number,  $\delta_0$ , and the neutron excess,  $\delta_1$ , by means of the following expressions

$$\delta_0 = \frac{(A_0^2 - A_0'^2)^{1/2}}{A_0} = - \frac{\sqrt{-T \left( \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \lambda_0^2} \right)_{\lambda_1, V, T}}}{\left( \frac{\partial \Omega}{\partial \lambda_0} \right)_{\lambda_1, V, T}}, \quad \delta_1 = \frac{(A_1^2 - A_1'^2)^{1/2}}{A_1} = - \frac{\sqrt{-T \left( \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \lambda_1^2} \right)_{\lambda_0, V, T}}}{\left( \frac{\partial \Omega}{\partial \lambda_1} \right)_{\lambda_0, V, T}}. \quad (4)$$

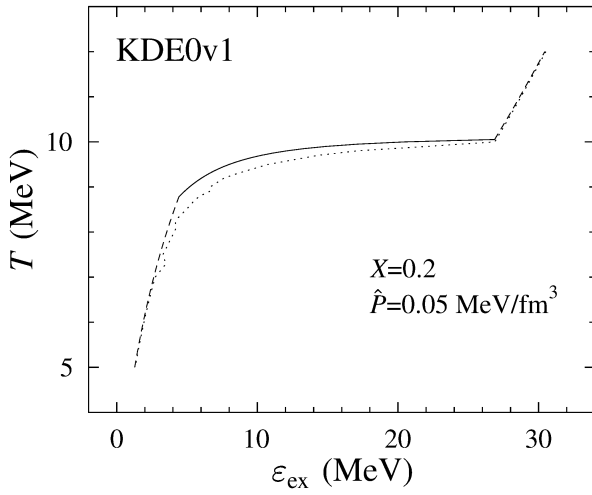


Fig. 1. Isobaric caloric curves  $T(\varepsilon_{\text{ex}})$ . The dotted line presents the result of the pressure  $\hat{P} = 0.05 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  for small nuclear systems with  $A_0 = 200$ ,  $A_1 = 40$ . Solid and dashed lines show the result in the case of infinite matter for the same pressure and asymmetry parameter. The dashed line corresponds to a single phase, solid line is obtained for the phase coexistence region. Calculations were carried out using KDE0v1 Skyrme nucleon-nucleon interaction [5].

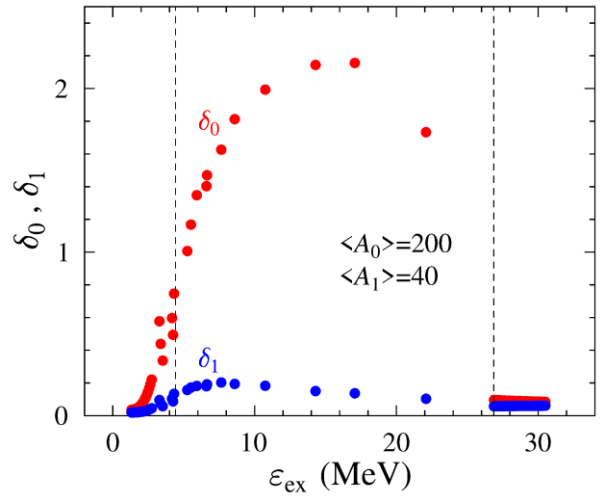


Fig. 2. Relative fluctuations of the nucleon number  $\delta_0$  (red dots) and neutron excess  $\delta_1$  (blue dots) versus the excitation energy per nucleon  $\varepsilon_{\text{ex}}$ , see Eqs. (3), and (4). Results are obtained for small nuclear systems with  $A_0 = 200$  and  $A_1 = 40$  along the caloric curve, see Fig. 1. The range of  $\varepsilon_{\text{ex}}$  between vertical dashed lines corresponds to the coexistence of liquid and vapour phases in the case of infinite nuclear matter.

The calculation of the dispersion and, consequently, the fluctuation (absolute or relative) of  $A_0$  and  $A_1$  requires the value of the second derivative of the grand potential  $\Omega$  with respect to the corresponding chemical potential. Fig. 2 presents the relative fluctuations  $\delta_0$  and  $\delta_1$  for small nuclear system  $A_0 = 200$ ,  $A_1 = 40$  as functions of excitation energy per particle. Fig. 2 demonstrates the increase of fluctuations in the two-phase region of excitation energies. Such an increase, together with the plateau region in caloric curve  $T(\varepsilon_{\text{ex}})$ , gives the signature of the occurring phase transition.

In spite of the presented results for small nuclear systems that do not include the effects of Coulomb interaction and nuclear surface, they still can be valuable to give an idea of the excitation energy range where to expect the observation of liquid-vapour phase transition.

1. J.B. Natowitz et al. Phys. Rev. C 65 (2002) 034618.
2. V.M. Kolomietz, S. Shlomo. *Mean Field Theory* (Singapore: World Scientific, 2020) 565 p.
3. T. Sil et al. Phys. Rev. C 69 (2004) 014602.
4. T.L. Hill. *Thermodynamics of Small Systems* (New York: Dover Publications, 2013) 416 p.
5. B.K. Agrawal, S. Shlomo, V.K. Au. Phys. Rev. C 72 (2005) 014310.

# EFFECTIVE INTERACTIONS OF GAUGE FIELDS IN MAGNETIZED QUARK-GLUON PLASMA AT THE LHC

**V. V. Skalozub**

*Oles Honchar Dnipro National University, Dnipro, Ukraine*

At the LHC, in heavy ion collisions, quark-gluon plasma (QGP) should be created. After the deconfinement phase transition, the temperature-dependent  $A_0(T)$  condensate (Polyakov's loop) formed out of the gluons  $G^3, G^8$ , as well as chromomagnetic fields  $H_3(T), H_8(T)$  (3, 8 are color indexes) and usual magnetic field  $H(T)$ , have to present [1]. This general background of plasma is described in the frameworks of the new type two-loop effective potential generalizing the known expression written in terms of Bernoulli's polynomials for the  $A_0(T)$  only, for taking into consideration the magnetic fields. The environment modifies the spectra of particles and influences various processes [2].

In QGP, because of the violation of the  $Z(3)$  symmetry and Furry's theorem for color, novel phenomena have to happen. Among them, the creation of the induced color charge  $Q^{3}_{ind}$  and generation of the related classical potential  $f^3_{clas.}$ . Also, producing the effective gluon-photon-photon vertexes, which result, in particular, in the conversion of gluon in two photons, inelastic scattering of photons on plasma. Due to magnetic fields, the spectra of charged particles become discrete. These features have to be important manifestations of QGP. In particular, the effective vertexes increase the number of direct photons radiated from plasma compared to the zero field case usually discussed in the literature.

To realize that we have to calculate the contribution of diagrams depicted in Fig. 1 and 2. Therein, the solid line presents the quark propagator in the  $A_0$  and magnetic fields and the wavy line presents the zero component of gluon fields  $G_0^3$  or  $G_0^8$ . The tadpole diagram describes the induced color charge.

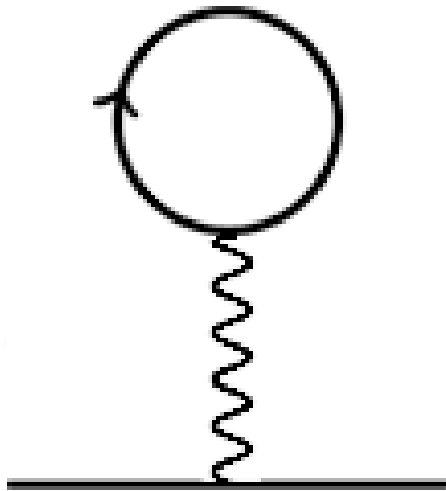


Fig. 1. Tadpole diagram.

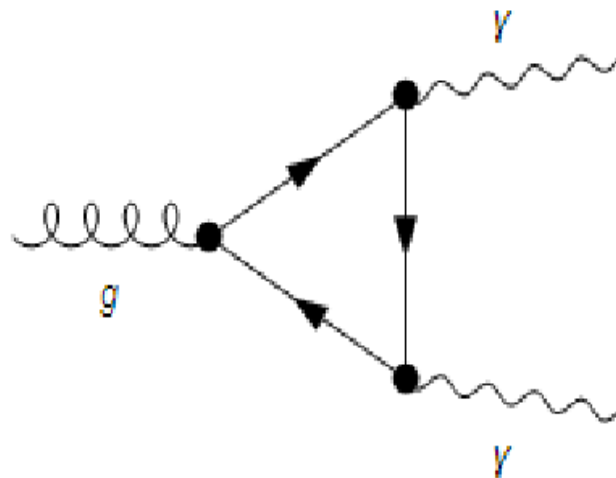


Fig. 2. Effective  $G^3(g)$ - $\gamma$ - $\gamma$  diagram.

The three-angular diagram describes a new effective gluon-photon-photon vertex relating color and white states [3]. In fact, there are two diagrams with different directions of fermion lines. In a vacuum, their contributions are canceled with each other in accordance with Furry's theorem. The tadpole diagram contribution also equals zero in the vacuum case.

1. M. Bordag, V. Skalozub. Eur. Phys. J. C 82 (2022) 390.
2. V. Skalozub, I. Gamolsky. Induced color charges in QGP at Polyakov's loop and chromomagnetic fields. arXiv:2312.02675 [hep-ph] (2023).
3. V. Skalozub. Induced Color Charges, Effective  $\gamma\gamma G$  Vertex in QGP. Applications to Heavy-Ion Collisions. Ukrainian Journal of Physics 64(8) (2019) 754.

# ДОСЛІДЖЕННЯ СТРУКТУРИ ДЕЙТРОНА З АНАЛІЗУ ГАЛЬМІВНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ПРИ ПРОТОН-ДЕЙТРОННОМУ РОЗСІЯННІ В КЛАСТЕРНИХ МОДЕЛЯХ

**К. А. Шаульський<sup>1</sup>, С. П. Майданюк<sup>2</sup>, В. С. Василевський<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

<sup>2</sup> *Центр досліджень фізики ім. Вігнера, Будапешт, Угорщина*

<sup>3</sup> *Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України, Київ, Україна*

У доповіді викладено результати дослідження випромінювання гальмівних фотонів, яке виникає у розсіянні протонів на дейтронах. Не дивлячись на давню історію досліджень взаємодії протонів з дейтронами та існування деяких досліджень по випромінюванню гальмівних фотонів у таких реакціях, нами розроблено новий підхід, що дає змогу більш точно дізнатися про властивості ядерних сил. Як засіб для отримання такої інформації, нами розроблено нову модель для аналізу існуючої експериментальної інформації гальмівного випромінювання у цих процесах. Відносна простота обраних ядер пояснюється тим, що так можливо більш ясно продемонструвати ефективність розробленого нами підходу для досягнення такої мети.

Розроблена нами квантова модель випромінювання фотонів є продовженням розвитку методів гальмівного випромінювання в ядерних процесах, представлених у роботах [1, 2] (див. також посилання там) та кластерних моделей в ядерній фізиці [3, 4] (див. також посилання там). У рамках розробленого підходу, розсіяння протона на дейтроні описується як розв'язок тринуклонної задачі в квантовій механіці із напівреалістичними нуклон-нуклонними потенціалами. На основі такої моделі досягнуто гарний опис існуючих експериментальних даних випромінювання [5, 6], які на сьогодні вважаються як здобуті з найбільш високою точністю. Визначено залежність перерізів випромінювання гальмівних фотонів від форми нуклон-нуклонного потенціалу.

У роботі нами виявлено, що параметри експериментів [5, 6] обрані в області енергій, де чутливість спектрів випромінювання дуже слабка до зміни параметрів ядерних сил. Ця причина робить аналіз експериментів [5, 6] неефективним для вивчення ядерних сил. Тому нами виявлено іншу область енергій, де дістанеться інформації про властивості ядерних сил таким чином можливо з більш високою якістю (точністю). Запропоновано параметри відповідно до майбутніх експериментів для здобуття такої інформації. Проаналізовано властивості випромінювання в широкому діапазоні енергій пучка протонів та енергій фотонів.

Розроблений нами підхід може бути застосований для дослідження випромінювання гальмівних фотонів у процесах ядер-ядерного розсіяння, а також для визначення ядер-ядерного потенціалу через аналіз спектрів гальмівного випромінювання.

1. S.P. Maydanyuk. Enhancement of incoherent bremsstrahlung in proton-nucleus scattering in the  $\Delta$ -resonance energy region. Phys. Rev. C 107 (2023) 024618.
2. X. Liu et al. First investigations of hypernuclei in reactions via analysis of bremsstrahlung photons. Phys. Rev. C 99 (2019) 064614.
3. V. Vasilevsky et al. Algebraic model for scattering in three s cluster systems. 1. Theoretical background. Phys. Rev. C 63 (2001) 034606.
4. V.S. Vasilevsky et al. A microscopic three-cluster model with nuclear polarization applied to the resonances of  ${}^7\text{Be}$  and the reaction  ${}^6\text{Li}(p, {}^3\text{He}){}^4\text{He}$ . Nucl. Phys. A 824 (2009) 37.
5. J. Clayton et al. Proton-deuteron bremsstrahlung at 145 and 195 MeV. Phys. Rev. C 45(4) (1992) 1810.
6. J. Clayton. High Energy Gamma Ray Production in Proton Induced Reactions at Energies of 104, 145, and 195 MeV. Ph.D. thesis (Michigan State University, 1991).

КОМПАКТНИЙ СПЕКТРОМЕТР ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА ОСНОВІ SiPM+CsI(Tl) ТА МОЖЛИВОСТІ ЙОГО ВИКОРИСТАННЯ В НАВЧАЛЬНОМУ ПРОЦЕСІ

**О. А. Безшийко, Л. О. Голінка-Безшийко, Д. М. Клекоць,  
Я. В. Кондрачук, В. С. Орлов, Н. В. Семків**

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна*

За останні 10 - 15 років у різних областях ядерної фізики, фізики високих енергій та при вимірюванні рентгенівського випромінювання швидкими темпами проходить впровадження нового типу детектора світлових квантів – кремнієвого фотопомножувача SiPM [1]. Кремнієвий фотопомножувач SiPM має цілий ряд переваг перед стандартними вакуумними фотопомножувачами таких, як компактність, малі напруги живлення, висока чутливість при малому фоні, чудові часові характеристики, низька ціна при малих активних площах збору світлових квантів. Особливо ефективно зарекомендували себе сцинтилки із кристалами CsI(Tl), де замість фотопомножувача використовується SiPM. Авторами було виготовлено кілька збірок CsI(Tl)+SiPM. Блок-схему експериментальної установки представлено на рис. 1.

Фото експериментальної установки з підписаними складовими представлено на рис. 2.

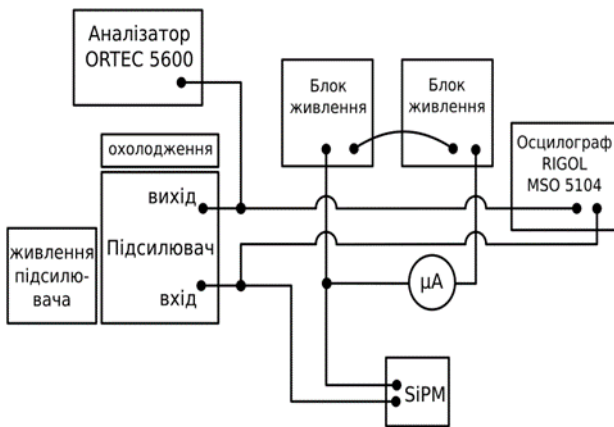


Рис. 1. Блок-схема експериментальної установки.

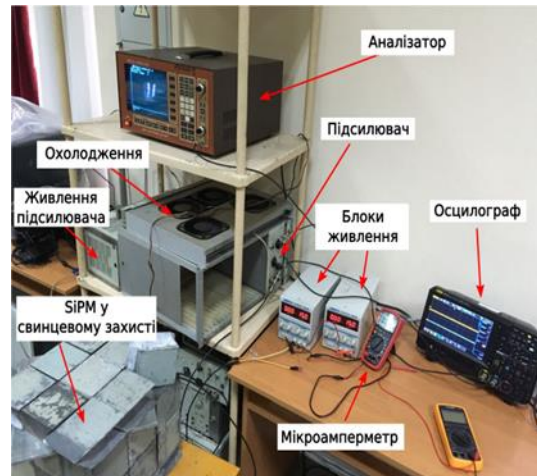


Рис. 2. Фото експериментальної установки.

Було проведено дослідження можливості якісного вимірювання апаратних спектрів для різних типів випромінювання, зокрема альфа та гамма-випромінювання, для чого були використані різні ізотопні джерела.

Для проведення досліджень було розроблено недорогий аналізатор імпульсів (вартістю менше 100 доларів США) на основі двох різних плат мікроконтролерів. Була досліджена можливість використання таких систем для практичного навчання студентів роботі з джерелами іонізуючого випромінювання.

Також було досліджено поширення продуктів розпаду радону в умовах активної життєдіяльності населення. На основі проведеної розробки було підготовлено декілька лабораторних робіт для навчання студентів.

Дослідження частково підтримано фінансуванням НФДУ в рамках проекту «Підвищення якості та безпеки при проведенні променевої терапії онкологічних захворювань і рентгенодіагностики» за реєстраційним номером 2021.01/0211 (конкурс «Наука для безпеки та сталого розвитку України»).

1. S. Gundacker, A. Heering. Phys Med Biol. 65 (2020) 17TR01.

# АНАЛІЗ ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ТА РЕАКЦІЇ ОДНОНЕЙТРОННОЇ ПЕРЕДАЧІ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ ІОНІВ $^{13}\text{C}$ ЕНЕРГІЇ 97 МеВ З ЯДРАМИ $^{12}\text{C}$ З ВИКОРИСТАННЯМ ПОТЕНЦІАЛУ ТИПУ ПОДВІЙНОЇ ЗГОРТКИ

**І. І. Вертегел<sup>1</sup>, М. Волінська-Ціхоцька<sup>2</sup>, К. Кемпер<sup>3</sup>, М. Ковальчик<sup>2</sup>, Дж. Колуччі<sup>2</sup>,  
С. І. Кошій<sup>4</sup>, О. Е. Куцик<sup>1</sup>, С. Ю. Межевич<sup>1</sup>, О. А. Понкратенко<sup>1</sup>, Е. Пясецькі<sup>2</sup>,  
А. А. Рудчик<sup>1</sup>, А. Т. Рудчик<sup>1</sup>, К. Русек<sup>2</sup>, Ю. М. Степаненко<sup>1</sup>, А. Столаж<sup>2</sup>, А. Тщінска<sup>2</sup>,  
В. В. Улешенко<sup>1</sup>, О. О. Чепурнов<sup>1</sup>, Ю. О. Ширма<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

<sup>3</sup> Університет штату Флорида, Таллахассі, США

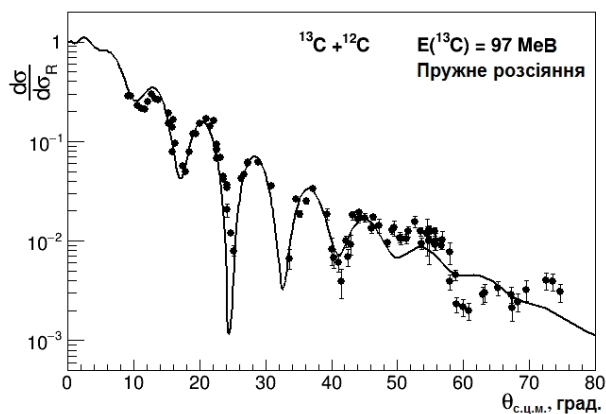
<sup>4</sup> Циклотронний інститут, Техаський А&М університет, Коледж Стейшн, США

В експерименті на циклотроні С-200Р Лабораторії важких іонів Варшавського університету по вивченню розсіювання іонів  $^{13}\text{C}$  на ядрах  $^{12}\text{C}$  при енергії пучка 97 МеВ разом з отриманням даних по розсіюванню одночасно досліджувалися також реакція передачі нейтрона  $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{13}\text{C}$  в основні стани ядер  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ . Вхідний канал цієї реакції ідентичний вихідному, що дає змогу однозначно визначити модуль спектроскопічної амплітуди відокремлення нейтрона у системі  $^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} + n$ . До того ж оптичний потенціал вихідного каналу збігається з оптичним потенціалом вхідного каналу, який можна визначити, аналізуючи пружне розсіяння  $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$  (перерізи на кутах менших  $90^\circ$ ).

Аналіз процесів пружного розсіяння  $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$  виконувався в рамках оптичної моделі з використанням потенціалу, що базується на потенціалі подвійної згортки [1]:

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

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 пружного розсіяння через мінімізацію стандартного критерію  $\chi^2$  за допомогою програмного коду FRESKO [2]. Диференційний переріз реакції передачі нейтрона  $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{13}\text{C}$  розраховувався за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) з використанням також коду FRESKO з одночасним пошуком спектроскопічної амплітуди відокремлення нейтрона у системі  $^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} + n$ , яка була єдиним вільним параметром при розгляді перерізу розсіяння на кутах більших  $90^\circ$ , де вклад механізму передачі нейтрона може бути істотним.



Диференційний переріз пружного розсіяння  $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$  при енергії  $E_{\text{ЛАВ}}(^{13}\text{C}) = 97$  МеВ. Опис теоретичної кривої наведено у тексті.

залежність оптичного потенціалу взаємодії  $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$  вдалося описати лінійною залежністю параметрів  $N_R$  та  $N_I$  від  $\ln E$ , залишаючи параметри  $t_R$  та  $t_I$  незалежними від енергії. Значно покращати опис кутових розподілів диференційних перерізів пружного розсіяння дає змогу використання

Отримані експериментальні дані з пружного розсіяння та розраховані за МЗКР-перерізи показано на рисунку. Цілковитий прийнятний опис експериментальних даних вказує на адекватність вибору оптичного потенціалу (1), а також на головний внесок механізму прямої одноступінчастої передачі нейтрона у переріз реакції.

Крім наших даних з пружного розсіяння при  $E(^{13}\text{C}) = 97$  МеВ до аналізу також було включено 12 експериментальних кутових розподілів диференційних перерізів пружного розсіяння  $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$  у діапазоні енергій зіткнення від 15 до 650 МеВ з робіт інших авторів з метою визначення енергетичної залежності взаємодії цих ядер. Енергетичну

дисперсійних співвідношень, що пов'язують між собою енергетичні залежності дійсної та уявної частин оптичного потенціалу. Аналіз за МЗКР реакцій передачі нейтрона  $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{13}\text{C}$  також дає можливість вивчати енергетичну залежність спектроскопічної амплітуди відокремлення нейтрона у системі  $^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} + \text{n}$ , яка виявилася незначною.

1. О.А. Понкратенко та ін. У кн.: XXVIII щорічна наукова конференція ІЯД НАН України. Анотації до доповідей. Київ, 21 - 25 вересня 2021 року (Київ, 2021) с. 86.
2. I.J. Thompson. *Comp. Phys. Rep.* 7 (1988) 167.

## ПОДВІЙНИЙ БЕТА-РОЗПАД $^{150}\text{Nd}$ НА ЗБУДЖЕНІ РІВНІ $^{150}\text{Sm}$

**Ф. А. Даневич<sup>1,2</sup>, П. Беллі<sup>2,3</sup>, Р. Бернабей<sup>2,3</sup>, Р. С. Бойко<sup>1,4</sup>, А. Інчікитті<sup>5,6</sup>,  
Ф. Капелла<sup>5,6</sup>, В. Караччоло<sup>2,3</sup>, Д. В. Касперович<sup>1</sup>, В. В. Кобичев<sup>1</sup>,  
М. Лаубенштейн<sup>7</sup>, А. Леончіні<sup>2,3</sup>, В. Мерло<sup>2,3</sup>, С. Нісі<sup>7</sup>, О. Нітеску<sup>8,9,10</sup>, Д. В. Пода<sup>11</sup>,  
О. Г. Поліщук<sup>1,6</sup>, А. Тімоніна<sup>12</sup>, В. С. Тінькова<sup>13,a</sup>, В. І. Третьяк<sup>1,7</sup>, Д. Л. Фанг<sup>14,15</sup>,  
Ф. Ферелла<sup>7</sup>, Р. Черуллі<sup>2,3</sup>, Ф. Шимкович<sup>8,16</sup>, І. Б.-Х. Щербаков<sup>12</sup>**

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі «Тор Вергата», Рим, Італія

<sup>3</sup> Римський університет «Тор Вергата», Рим, Італія

<sup>4</sup> Національний університет біоресурсів і природокористування України, Київ, Україна

<sup>5</sup> Римський університет «Ла Сапієнца», Рим, Італія

<sup>6</sup> Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі «Ла Сапієнца», Рим, Італія

<sup>7</sup> Національний інститут ядерної фізики, Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія

<sup>8</sup> Університет Коменського, Братислава, Словаччина

<sup>9</sup> Міжнародний центр підвищення кваліфікації та досліджень у галузі фізики, Магуреле, Румунія

<sup>10</sup> Національний інститут фізики та ядерної інженерії «Хорія Холубей», Мегуреле, Румунія

<sup>11</sup> Лабораторія фізики двох нескінченностей ім. Ірен Жоліо-Кюрі, Університет Париж-Сакле, Національний центр наукових досліджень / Інститут фізики ядра і елементарних частинок, Орсе, Франція

<sup>12</sup> Науково-технологічний комплекс «Інститут монокристалів» НАН України, Харків, Україна

<sup>13</sup> Інститут сцинтиляційних матеріалів НАН України, Харків, Україна

<sup>14</sup> Інститут сучасної фізики Китайської академії наук, Ланьчжоу, Китай

<sup>15</sup> Університет Китайської академії наук, Пекін, Китай

<sup>16</sup> Інститут експериментальної та прикладної фізики Чеського технічного університету в Празі, Прага, Чехія

Дослідження подвійного бета-розпаду ( $2\beta$ ) атомних ядер є одним з найбільш ефективних шляхів вивчення властивостей нейтрино і слабкої взаємодії, пошуку ефектів за рамками Стандартної моделі елементарних частинок і взаємодій (СМ) [1 - 6]. Подвійний  $\beta$ -розпад з вильотом нейтрино ( $2\nu 2\beta$ ) дозволений у рамках СМ, але безнейтринна мода ( $0\nu 2\beta$ ) розпаду можлива за умови порушення лептонного числа, а отже заборонена у СМ. Саме це робить процес  $0\nu 2\beta$ -розпаду унікальним способом перевірки закону збереження лептонного числа. У рамках теоретично найбільш вірогідного каналу  $0\nu 2\beta$ -розпаду за рахунок обміну легкими нейтрино дослідження цього процесу чутливі до природи нейтрино (чи є нейтрино частинкою Дірака, чи Майорани?), маси та схеми масових станів нейтрино, наявності гіпотетичних правих струмів у слабкій взаємодії. Дослідження дозволеного в рамках СМ  $2\nu 2\beta$ -розпаду важливі для розвитку методів теоретичних розрахунків безнейтринного процесу.

Нуклід  $^{150}\text{Nd}$  є одним з найбільш цікавих для досліджень з огляду на велику енергію розпаду  $Q_{2\beta} = 3371,38(20)$  кеВ, а отже, на одну з найбільших імовірностей розпаду. Розпад  $^{150}\text{Nd}$  можливий як на основний, так і на збуджені стани дочірнього ядра ( $^{150}\text{Sm}$ ). Розпад на основний стан було з найвищою точністю виміряно в експерименті NEMO-3 з періодом напіврозпаду  $T_{1/2} = [9,34 \pm 0,22(\text{стат.})_{-0,60}^{+0,62}(\text{сист.})] \cdot 10^{18}$  років [7], перехід на перший  $0_1^+$  збуджений стан  $^{150}\text{Sm}$  з енергією 740,5 кеВ було зареєстровано у трьох експериментах [8 - 11] з періодом напіврозпаду  $T_{1/2} \sim (1,1 - 1,4) \cdot 10^{20}$  років, але з доволі обмеженою точністю на рівні близько  $\pm 30$  %.

У даній роботі для дослідження  $2\beta$ -розпаду ядра  $^{150}\text{Nd}$  на збуджені рівні  $^{150}\text{Sm}$  було застосовано метод гамма-спектрометрії. Враховуючи прийнятну концентрацію ізотопу  $^{150}\text{Nd}$  у природній суміші ізотопів неодиму ( $\delta = 5,638(28)$  %), як джерело розпадів були застосовані зразки оксиду неодиму, використані раніше у роботах [8, 9]. Для даного експерименту матеріал було додатково очищено. Для цього оксид неодиму був переведений у розчин хлористого амонію, після чого очищений методом екстракції з рідини у рідину з використанням тріоктилфосфін оксиду. Хімічний склад отриманого матеріалу було досліджено кількома різними методами. Було визначено, що масова концентрація неодиму у зразку становить  $(73,1 \pm 1,2)$  %. Крім того, було встановлено присутність залишкового хлору і води на рівні кількох відсотків.

Вимірювання зразка масою 2381 г виконувалися за допомогою системи з чотирма напівпровідниковими детекторами з надчистого германію з об'ємом окремих детекторів близько  $225 \text{ см}^3$ . Детекторну систему було встановлено у підземній лабораторії Гран-Сассо на глибині 3,6 км водного еквіва-

<sup>a</sup> Поточне місце роботи: Жилінський університет, Жиліна, Словаччина

ленту і додатково захищено шарами радіоактивно чистої міді (товщиною 10 см) і свинцю (20 см), розміщеними в оболонці з органічного скла, яка продувалася азотом для видалення радону. Енергетичні спектри, набрані зі зразком за 5,845 року і без зразка за 0,8969 року в інтервалі енергій 250 - 850 кеВ, показано на рис. 1, спектри в діапазоні енергій 850 - 2700 кеВ показано на рис. 2.

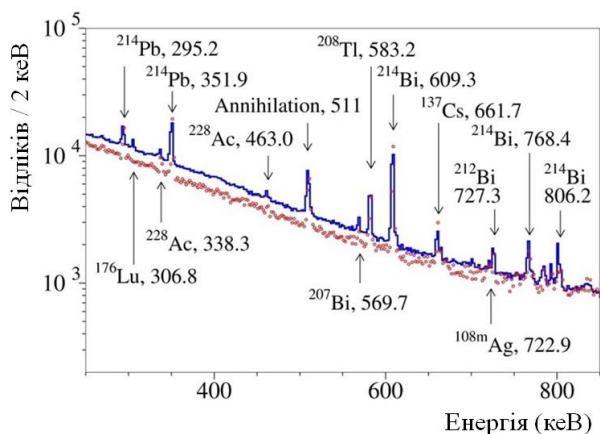


Рис. 1. Енергетичні спектри, виміряні зі зразком за 5,845 року (неперервна синя гістограма) і без зразка за 0,8969 року (червоні точки) в інтервалі енергій 250 - 850 кеВ. Показано інтенсивні  $\gamma$ -піки, їх енергія наведена у кеВ.

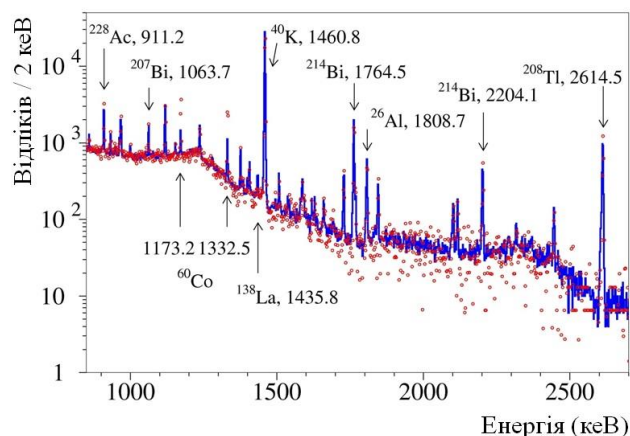


Рис. 2. Енергетичні спектри, виміряні зі зразком за 5,845 року (неперервна синя гістограма) і без зразка за 0,8969 року (червоні точки) в інтервалі енергій 850 - 2700 кеВ.

Піки у спектрах належать  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{40}\text{K}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{108\text{m}}\text{Ag}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{138}\text{La}$ ,  $^{176}\text{Lu}$ ,  $^{207}\text{Bi}$ , а також дочірнім нуклідам рядів  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  та  $^{238}\text{U}$ . З аналізу площі піків у спектрах було визначено активність (або встановлено обмеження) цих нуклідів у зразку на рівні 0,01 - 4 мБк/кг. У результаті очищення активність  $^{176}\text{Lu}$  у матеріалі зменшилась у 3 рази,  $^{40}\text{K}$  – у 5 разів,  $^{226}\text{Ra}$  – на майже два порядки величини.

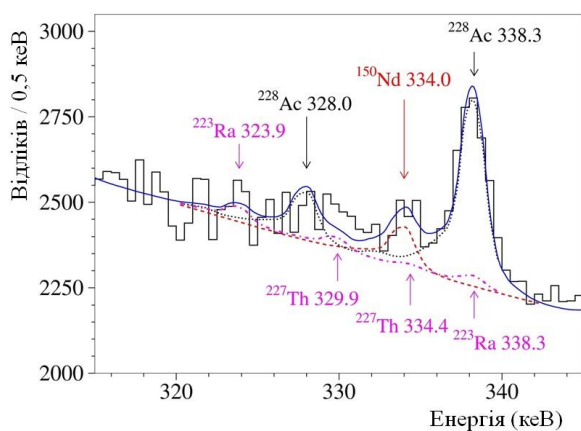


Рис. 3. Енергетичний спектр, виміряний зі зразком за 5,845 року в околі піка з енергією 334,0 кеВ, очікуваного у  $2\beta$ -розпаді ядра  $^{150}\text{Nd}$  на збуджені рівні  $^{150}\text{Sm} 2^+ 334,0$  кеВ і  $0^+ 740,5$  кеВ. Показано апроксимацію спектра моделлю фону, пік з енергією 334,0 кеВ, внесок у фон від  $^{228}\text{Ac}$  та дочірніх  $^{235}\text{U}$  ( $^{223}\text{Ra}$  і  $^{227}\text{Th}$ ).

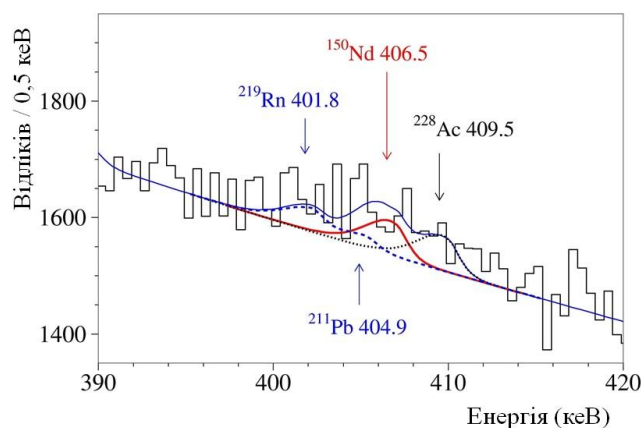


Рис. 4. Енергетичний спектр, виміряний зі зразком за 5,845 року в околі піку 406,5 кеВ, очікуваного у  $2\beta$ -розпаді ядра  $^{150}\text{Nd}$  на збуджений рівень  $^{150}\text{Sm} 0^+ 740,5$  кеВ. Показано пік 406,5 кеВ та основні компоненти фону від  $^{228}\text{Ac}$  та дочірніх  $^{235}\text{U}$  ( $^{219}\text{Rn}$  і  $^{211}\text{Pb}$ ).

Для визначення площі піків, очікуваних у  $2\beta$ -розпаді ядра  $^{150}\text{Nd}$  на збуджені рівні  $^{150}\text{Sm} 2^+ 334,0$  кеВ і  $0^+ 740,5$  кеВ, спектр набраний зі зразком неодиму, за умови реєстрації сигналу лише в одному з детекторів, був апроксимований експоненційною функцією (щоб описати неперервний розподіл), піками 334,0 і 406,5 кеВ (шуканий ефект) і фоновими піками від  $^{176}\text{Lu}$ , а також дочірніми  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  і  $^{238}\text{U}$ :  $^{212}\text{Pb}$ ,  $^{214}\text{Bi}$ ,  $^{227}\text{Th}$ ,  $^{228}\text{Ac}$ ,  $^{231}\text{Pa}$ . Спектр апроксимувався в інтервалі енергій від 279 кеВ до 375 кеВ (для визначення площі піка 334,0 кеВ) і від 365 до 472 кеВ (для піка 406,5 кеВ). Результати апроксимації в околі шуканих піків показано на рис. 3 і 4. Апроксимації дають площу піків  $S^{334,0} = 616(141)$  відліків та  $S^{406,5} = 341(111)$  відліків, звідки впливають оцінки періоду напіврозпаду



відносно  $2\beta$ -розпаду ядра  $^{150}\text{Nd}$  на збуджений рівень  $0_1^+$  740,5 кеВ:  $T_{1/2}^{334,0}(\rightarrow 0_1^+) = [0,57_{-0,11}^{+0,17}(\text{стат.})_{-0,05}^{+0,07}(\text{сист.})] \cdot 10^{20}$  років і  $T_{1/2}^{406,5}(\rightarrow 0_1^+) = [1,06_{-0,26}^{+0,51}(\text{стат.})_{-0,17}^{+0,10}(\text{сист.})] \cdot 10^{20}$  років відповідно. Гамма-кванти з енергіями 334,0 і 406,5 кеВ було також зареєстровано у збігах подій у двох детекторах, що дає оцінку  $T_{1/2}^{334,0\&406,5}(\rightarrow 0_1^+) = [0,98_{-0,36}^{+0,69}(\text{стат.})_{-0,07}^{+0,13}(\text{сист.})] \cdot 10^{20}$  років. Комбінація цих трьох значень дає оцінку  $T_{1/2}(\rightarrow 0_1^+) = [0,83_{-0,13}^{+0,18}(\text{стат.})_{-0,18}^{+0,16}(\text{сист.})] \cdot 10^{20}$  років. У припущенні, що надлишок подій у піка 334,0 кеВ виник у результаті  $2\beta$ -переходу ядра  $^{150}\text{Nd}$  на збуджений рівень  $2^+$  334,0 кеВ з періодом напіврозпаду  $T_{1/2}(\rightarrow 2_1^+) = [1,5_{-0,6}^{+2,3}(\text{стат.})_{-0,3}^{+0,5}(\text{сист.})] \cdot 10^{20}$  років, отримано значення  $T_{1/2}(\rightarrow 0_1^+) = [1,03_{-0,22}^{+0,35}(\text{стат.})_{-0,18}^{+0,16}(\text{сист.})] \cdot 10^{20}$  років, що узгоджується з результатами попередніх експериментів. Основними джерелами систематичної невизначеності є невизначеність ефективностей реєстрації  $\gamma$ -квантів, залежність результатів підгонок від величини енергетичного каналу, залежність даних у збігах від ширини енергетичного інтервалу, у якому відбиралися збіги між подіями у різних детекторах.

Отримані значення періодів напіврозпаду відносно  $2\beta$ -розпаду ядра  $^{150}\text{Nd}$  на збуджені рівні  $^{150}\text{Sm}$   $2^+$  334,0 кеВ і  $0^+$  740,5 кеВ узгоджуються з теоретичними розрахунками в рамках протонно-нейтронного квазічастинкового наближення випадкової фази (QRPA) з відновленням ізоспіну в поєднанні з аналогічним нуклонним QRPA для опису збуджених станів у кінцевих ядрах з урахуванням можливого гасіння аксіально-векторної константи зв'язку  $g_A$ .

1. J.C. Helo et al. Double beta decay and neutrino mass models. JHEP 05 (2015) 092.
2. J.D. Vergados et al. Neutrinoless double beta decay and neutrino mass. Int. J. Mod. Phys. E 25 (2016) 1630007.
3. M.J. Dolinski et al. Neutrinoless Double-Beta Decay: Status and Prospects. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 69 (2019) 219.
4. M. Agostini et al. Toward the discovery of matter creation with neutrinoless  $\beta\beta$  decay. Rev. Mod. Phys. 95 (2023) 025002.
5. J.J. Gomez-Cadenas et al. The search for neutrinoless double-beta decay. Rivista Nuovo Cimento 46 (2023) 619.
6. E. Bossio, M. Agostini. Probing beyond the standard model physics with double-beta decays. J. Phys. G 51 (2024) 023001.
7. R. Arnold et al. Measurement of the  $2\nu 2\beta$  decay half-life of  $^{150}\text{Nd}$  and a search for  $0\nu\beta\beta$  decay processes with the full exposure from the NEMO-3 detector. Phys. Rev. D 94 (2016) 072003.
8. A.S. Barabash et al. Double-beta decay of  $^{150}\text{Nd}$  to the first  $0^+$  excited state of  $^{150}\text{Sm}$ . JETP Lett. 79 (2004) 10.
9. A.S. Barabash et al. Investigation of  $\beta\beta$  decay in  $^{150}\text{Nd}$  and  $^{148}\text{Nd}$  to the excited states of daughter nuclei. Phys. Rev. C 79 (2009) 045501.
10. M.F. Kidd et al. Two-neutrino double- $\beta$  decay of  $^{150}\text{Nd}$  to excited final states in  $^{150}\text{Sm}$ . Phys. Rev. C 90 (2014) 055501.
11. X. Aguerre et al. Measurement of double beta decay of  $^{150}\text{Nd}$  to the  $0_1^+$  excited state of  $^{150}\text{Sm}$  in NEMO-3. Eur. Phys. J. C 83 (2023) 1117.

# ДОСЛІДЖЕННЯ ПЕРЕРІЗУ ФОТОЯДЕРНОЇ РЕАКЦІЇ $^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164\text{m.g}}\text{Ho}$ НА МІКРОТРОНІ М-30: 10 - 18 МеВ

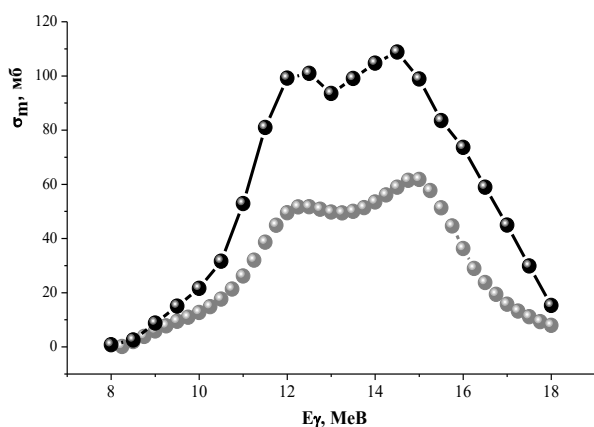
**П. С. Деречкей, З. М. Біган, О. А. Тарнай**

*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна*

Вимірювання ймовірності утворення дочірніх ядер у певних квантових станах є одним із напрямків досліджень фотоядерних реакцій. До категорії таких задач відноситься і вивчення збудження ізомерних станів в  $(\gamma, n)$  реакціях. Потреба у нових уточнених даних із збудження ізомерних станів зумовлена цілим рядом задач як з ядерної фізики (опис механізму реакції, уточнення функції розподілу густини рівнів тощо), так і суміжних напрямків – активаційний аналіз, вивчення процесів нуклеосинтезу. Ізотопи лантанодів відносяться до класу середньотяжких ядер, вивчення яких важливо для встановлення ролі магічних чисел 50, 82 у процесах збудження та поділу. Гольмій як хімічний елемент з атомним номером 67, є рідкісноземельним металом і відноситься до лантанодів.

У доповіді представлено результати досліджень процесів збудження ізотопу  $^{165}\text{Ho}$ . Дослідження проводилися на пучку гальмівних гамма-квантів мікротрона М-30 Інституту електронної фізики НАН України. Вимірювання гамма-ліній проводилося в області енергій  $E_{\gamma\text{max}} = 10,0 - 18,0$  МеВ, тобто в діапазоні енергій гігантського дипольного резонансу. Крок вимірювань становив  $\Delta E = 0,5$  МеВ. З результатів експериментальних вимірювань визначалася кількість зареєстрованих імпульсів від розпаду ізомерного і основного станів. Відомо, що збудження утвореного в реакції  $^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164\text{m.g}}\text{Ho}$  дочірнього ядра  $^{164}\text{Ho}$  знімається каскадом  $\gamma$ -переходів, останній з яких вирішальний заселяє або ізомерний, або основний стан. Ізомерний стан ядра  $^{164\text{m}}\text{Ho}$  характеризується спіном парністю  $J^\pi = 6^-$ , енергією 139,8 кеВ та періодом напіврозпаду  $T_{1/2} = 37,5$  хв. Оскільки ядро  $^{164}\text{Ho}$  нестабільне із періодом напіврозпаду 29 хв, інтенсивність заселення ізомерного стану визначалася по гамма-лінії  $E_m = 37,5$  кеВ, а основного стану – як середнє інтенсивності двох ліній  $E_g = 73,5$  кеВ і  $E_g = 91,5$  кеВ. По числу зареєстрованих імпульсів у фотопіках, відповідних до розпаду ізомерного і основного станів, як результат  $(\gamma, n)$  реакції при опроміненні в пучку гальмівних гамма-квантів, розраховувалися ізомерні відношення за формулою [1]. У результаті розрахунків одержані експериментальні ізомерні відношення виходів  $\eta = Y_m/Y_n = Y_m/(Y_m + Y_g) = 1/(1 + 1/d)$  ( $d = Y_m/Y_g$ ,  $Y_m$  – ізомерний вихід,  $Y_g$  – основний вихід,  $Y_n$  – повний вихід фотонейтронної реакції) залежно від максимальної енергії гальмівного спектра в області енергій гігантського Е1-резонансу. Виміряні експериментальні залежності ізомерних відношень  $\eta = f(E_{\gamma\text{max}})$  дають змогу, використовуючи наявні повні перерізи реакції  $^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164}\text{Ho}$ , розрахувати перерізи збудження ізомерних станів в реакції  $^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164\text{m.g}}\text{Ho}$ .

Розрахунок перерізу  $\sigma_m$  проводився методом оберненої матриці [2] з кроком  $\Delta E = 0,5$  МеВ. У процесі розрахунку перерізу  $\sigma_m(E_\gamma)$  бралася крива  $\eta(E_{\gamma\text{max}})$ , яка одержана в результаті підгонки експериментальних даних кривою Больцмана і узгодження досягнуто за такими величинами підгоночних параметрів:  $A = 0,63803 \pm 0,25482$ ,  $B = 0,31901 \pm 0,00276$ ,  $E_0 = (5,96688 \pm 1,118)$  МеВ і  $\Delta E_1 = (2,66851 \pm 0,185)$  МеВ.



Порівняння експериментальних і теоретично розрахованих перерізів реакції  $^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164\text{m.g}}\text{Ho}$ . Темні кружки відповідають експериментальним даним, світлі – результат моделювання із використанням програмного пакета TALYS-1.9

З метою порівняння експериментальних результатів дослідження з теоретичними розрахунками проведено обчислення перерізу реакції  $^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164\text{m.g}}\text{Ho}$  за допомогою програмного пакета TALYS-1.9, який широко використовувався в розрахунках астрофізичної сітки ядерних реакцій. Розпад збудженого ядра розглядається через механізм двох підходів: передрівноважні процеси і статистичний розпад компаунд-ядра моделі Хаузера - Фешбаха. У нашому випадку домішок напівпрямих процесів не перевищує 5 - 8 %.

На рисунку чорними кружками наведено розраховані експериментальні перерізи  $\sigma_m(E_\gamma)$  для ізотопу  $^{164}\text{Ho}$ . Переріз має двогорбу форму з максимумом  $\sigma_m = 100,93$  мб при енергії 12,5 МеВ та  $\sigma_m = 108,79$  мб при енергії 14,5 МеВ. Розра-

ховані за допомогою програмного пакета TALYS-1.9 перерізи позначено сірими кружками на рисунку. При порівнянні експериментальних і теоретично розрахованих перерізів реакції  $^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164\text{m}}\text{Ho}$  спостерігається незадовільне узгодження по їх величині, але задовільне узгодження максимумів по енергії. Така невідповідність може бути результатом неадекватного врахування механізмів передрівноважних процесів при збудженні вихідного ядра та долі напівпрямих процесів при збудженні ізомерних станів.

1. R. Vanska, R. Rieppo. Nucl. Instrum. Meth. 179 (1981) 525.
2. O.V. Bogdankevich, F.A. Nikolaev. *Methods in Bremstrahlung Research* (New York, Academic Press, 1966).

# МОНІТОРИНГОВА СИСТЕМА RMS-R3 В ЕКСПЕРИМЕНТІ ЛНСЬ: СПОСТЕРЕЖЕННЯ ТА ПОРІВНЯННЯ pp ТА PbPb, pAr ТА PbAr ЗІТКНЕНЬ

**В. М. Добішук, С. Б. Чернишенко, О. Ю. Охріменко, В. О. Кива, В. М. Пугач**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Спеціальна система моніторингу RMS-R3 забезпечує вимірювання в режимі реального часу миттєвої світності Великого адронного колайдера (ВАК) та відстеження умов перебігу багатоцільового експерименту ЛНСь (ЦЕРН, Женева) [1]. В основу стабільного та ефективного функціонування детекторної установки та прецизійних фізичних досліджень ЛНСь покладено метод балансування світністю та реалізація постійного контролю за відтворюваністю експериментальних умов [2] тощо. Так, у нинішній серії набору даних (Run 3, 2022 - 2025 рр.) експеримент ЛНСь ставить за пріоритетну ціль достовірне вимірювання тонких ефектів порушення CP симетрії в розпадах важких D- та B-мезонів, щоб апробувати відповідні формалізми у теорії Стандартної моделі [3]. Виходячи з цього, протягом 2019 - 2021 рр. виконано модернізацію апаратної та програмної частин ЛНСь задля 15-17-кратного масштабування потоку реконструйованих даних (10 ГБ/с) за 5-кратно збільшеною номінальною світністю ( $2 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ) для pp зіткнень порівняно з Run 2; поряд з цим розширено унікальну програму досліджень із важкими іонами [4]. У цій доповіді представлено результати моніторингу різних режимів роботи ЛНСь за допомогою RMS-R3 та наведено їх порівняння. Систему RMS-R3 було спроектовано та виготовлено в ІЯД НАН України [5], а її технічна підтримка здійснюється у співпраці з фахівцями ЦЕРН.

У 2023 р. програма ЛНСь включала постановку експерименту у двох режимах: колайдера та фіксованої мішені, – із використанням пучків протонів та ядер Pb. У першому випадку дані було одержано в pp зіткненнях із рекордною енергією  $\sqrt{s_{NN}} = 13,6 \text{ TeV}$  при світності до  $2 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  та в PbPb зіткненнях із рекордною енергією  $\sqrt{s_{NN}} = 5,36 \text{ TeV}$  при світності до  $9 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . У другому випадку було реалізовано набір даних для PbAr зіткнень із енергією  $\sqrt{s_{NN}} = 70,9 \text{ GeV}$ , а для pAr зіткнень із енергією  $\sqrt{s_{NN}} = 133 \text{ GeV}$  дані було накопичено у 2022 р. Слід підкреслити, що у якості внутрішньої мішені був атомарний газ аргон подачу якого в область взаємодії ЛНСь забезпечує нова система інжекції SMOG2 [4].

У структурі контролю експериментом система RMS-R3 повністю незалежним чином вимірює частоту взаємодій колайдерних пучків та відображає ці дані на екрані моніторингу в центрі управління ЛНСь. Із застосуванням абсолютного калібрування за допомогою системи PLUME [2] RMS-R3 забезпечує дублювання вимірювання онлайн світності, що є критично важливим для неперервного балансування світністю в допустимих межах ( $\pm 5 \%$ ), що реалізовано в ЛНСь за схемою зворотного зв'язку з центром управління ВАК. На рис. 1 представлено графіки абсолютної миттєвої світності залежно від часу, отриманих на основі даних RMS-R3 для pp (а) та PbPb (б) зіткнень для циклу № 8891 та № 9200 відповідно.

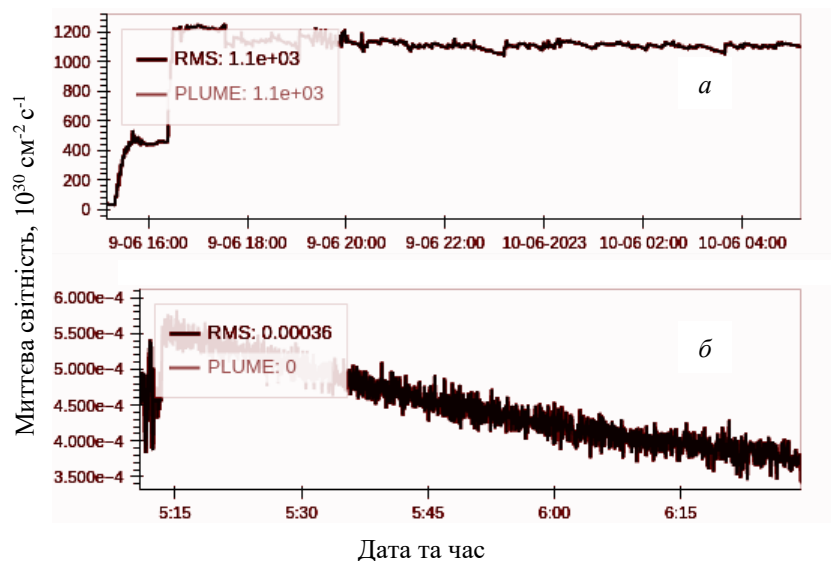
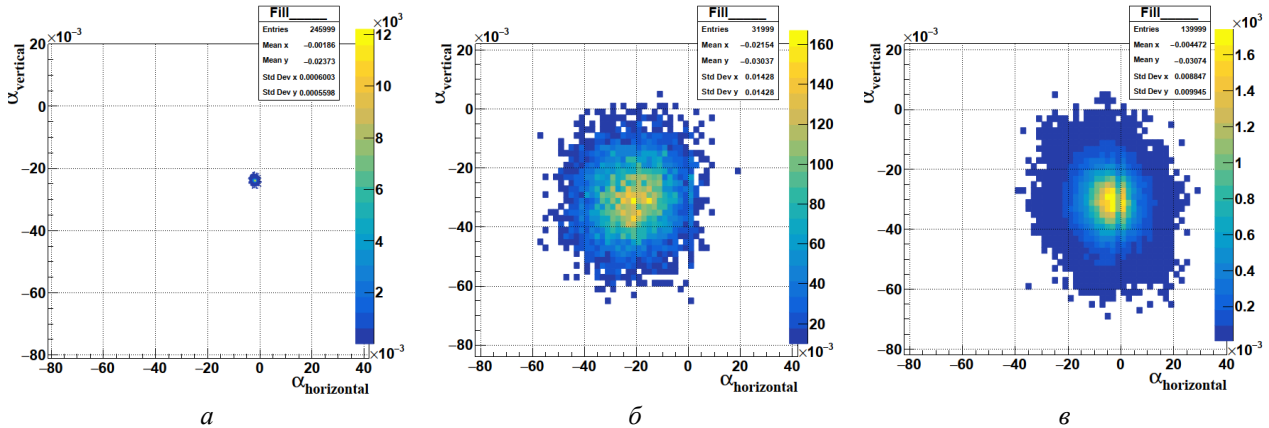


Рис. 1. Залежність миттєвої світності, виміряної системою RMS-R3, від часу набору даних в експерименті ЛНСь: а – при зіткненнях стабільних пучків протонів, середнє значення світності становить  $1,06 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ; б – при зіткненнях стабільних пучків ядер Pb, середнє значення світності становить  $4,53 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

Порівняння цих результатів демонструє, що RMS-R3 здатна ефективно вимірювати мінімальну світність для PbPb зіткнень становить порядку  $10^{25} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  за рахунок більшої множинності (частинок, треків, точок взаємодій тощо) для таких взаємодій порівняно з pp зіткненнями, для яких система RMS-R3 характеризується вимірюванням абсолютної світності в діапазоні від порядку  $10^{29} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  до  $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

Виконано дослідження відтворюваності умов експерименту, зокрема локалізації відносного положення та відображення кучності області взаємодії двох пучків протонів, двох пучків ядер Pb та одного пучка ядер Pb з ядрами Ar у режимі фіксованої мішені, що відбувався одночасно з колайдерним. На рис. 2 продемонстровано цю нову та важливу функцію RMS-R3 по спостереженню та відображенню області взаємодії у поперечній площині відносно осі пучків за допомогою оригінального методу асиметрій [1] відгуку перехресно-симетрично розташованих пар сенсорів. Сам метод є дієвим і простим, оскільки не потребує реконструкції первинних вершин (!).



По осях: x – асиметрія для модулів «лівий - правий», y – асиметрія для модулів «верхній - нижній».

Рис. 2. Двовимірні розподіли асиметрій відгуків сенсорів RMS-R3, побудовані для трьох конфігурацій зіткнень: *a* – стабільні протонні пучки (pp), цикл №8891; *b* – стабільні іонні пучки (PbPb), цикл №9200; *v* – стабільні іонні пучки комбіновані одночасно з інжекцією інертного газу аргону (PbPb + PbAg), цикл №9220. Деталі схеми вимірювання за посиланням [1].

Результати післяопераційного аналізу даних RMS-R3 свідчать про високу чутливість методу асиметрій, застосованого для різних режимів роботи LHCb. Зокрема, із отриманих 2D-розподілів асиметрій відгуків сенсорів можна зробити висновок про зміщення відносного номінального положення області взаємодії (координати центроїда локуса), а також про зміну розподілу відображеної області (ширина локуса) для стабільних PbPb зіткнень (*b*) відносно стабільних pp зіткнень (*a*). Розподіл асиметрій, отриманий для суміщених PbPb та PbAg взаємодій (*v*), включає внески від обох конфігурацій та виявляє особливість відображення комбінованої області взаємодії при інжекції газу у вакуумну камеру вершинного детектора LHCb [4].

Робота з розробки програмного забезпечення для системи RMS-R3 в системі контролю експериментом (ECS), системі контролю LHCb на базі WinCC, та у MONET, веб-системі моніторингу якості даних LHCb, націлена на забезпечення онлайн моніторингу миттєвої світності, зміни положення області взаємодій з прецензійною точністю та розрізненням умов проведення експерименту тощо. Перевагою цих програмних рішень є створення нового інструментарію для операторів LHCb та повна інтеграція системи RMS-R3 в структуру моніторингу умов експерименту.

*Подяка.* Робота виконана в межах проекту EU #3014 “RMS beam and background online monitoring system in the LHCb experimental environment” стипендіальної програми EURIZON. Цей проект отримав фінансування в рамках проекту EURIZON, який фінансується Європейським Союзом за грантовою угодою № 871072.

1. S.V. Chernyshenko et al. Nucl. Phys. At. Energy 24(2) (2023) 148.
2. E. Graverini. Luminosity at LHCb in Run 3. In: Proceedings of the 41st International Conference on High Energy Physics – ICHEP2022, Italy, Bologna, July 6-13, 2022 (Bologna, 2022) p. 679.
3. P. Koppenburg. Flavour Physics at LHCb – 50 years of the KM paradigm. [Preprint LHCb-PROC-2023-003 \(2023\)](#).
4. R. Aaij et al. (LHCb Collaboration). The LHCb upgrade I. arXiv:2305.10515 [hep-ex] (2023).
5. V. Dobishuk et al. J. Phys.: Conf. Ser. 2374 (2022) 012005.

# ВИВЧЕННЯ $(\gamma, p)$ -РЕАКЦІЙ НА КАДМІЇ ТА НЕОДИМІ

В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Заселення ядер в фотоядерних реакціях з вильотом протонів досліджено недостатньо, хоча в них заселяються інші збуджені стани, часто недоступні для  $(\gamma, \gamma')$ - і  $(\gamma, n)$ -реакцій. Причиною цього є високий кулонівський бар'єр, який значно знижує їх переріз. Тому вивчення даних реакцій дасть змогу пролити світло на механізми їхнього перебігу. Виходячи з вищевикладеного метою нашої роботи є дослідження виходів напрацювання ядер  $^{110}\text{Ag}^m$ ,  $^{111}\text{Ag}^{m+g}$ ,  $^{112}\text{Ag}$ ,  $^{113}\text{Ag}^{m+g}$  та  $^{142}\text{Pr}^{m+g}$  в  $(\gamma, p)$ -реакціях при опроміненні мішеней з природного металічного кадмію та порошкоподібного оксиду неодиму гальмівними гамма-квантами з енергією в області гігантського дипольного резонансу (ГДР).

Дослідження середньозважених виходів проводилось активаційним методом на гальмівному  $\gamma$ -пучку для граничних енергій гальмівних  $\gamma$ -квантів ( $E_{\text{ГР}}$ ) 19 та 19,5 МеВ. Для обох  $E_{\text{ГР}}$  в якості моніторних мішеней використовувалися зразки природного металічного танталу та золота. При  $E_{\text{ГР}} = 19$  МеВ до них додавалися мішені металічного кадмію і порошкоподібного оксиду неодиму, а при  $E_{\text{ГР}} = 19,5$  МеВ лише оксиду неодиму. Для обох збірок в якості гальмівної мішені використовувався металічний тантал товщиною 1,05 мм, за яким на відстанях 15 - 50 см розміщувалися досліджувані мішені. Тантал та золото використовувалися для отримання потоку гальмівних  $\gamma$ -квантів за допомогою реакцій  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$  та  $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$  відповідно. Експериментальні перерізи даних реакцій добре відомі для монохроматичних  $\gamma$ -квантів в досліджуваному енергетичному діапазоні. Виконувалося декілька серій опромінь та вимірювань в низькофоновій спекторметричній лабораторії.

Спектри опроміненних мішеней вимірювалися на гамма-спектрометрах, зібраних на базі надчистих напівпровідникових 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  $\gamma$ -лініях 1332 кеВ  $^{60}\text{Co}$ .

У  $\gamma$ -спектрах, обробка яких проводилася за допомогою програми Winspectrum [1] надійно виділені  $\gamma$ -переходи, що супроводжують розпад  $^{110}\text{Ag}^m$ ,  $^{111}\text{Ag}^{m+g}$ ,  $^{112}\text{Ag}$ ,  $^{113}\text{Ag}^{m+g}$  та  $^{142}\text{Pr}^{m+g}$ ,  $^{196}\text{Au}$  та  $^{180}\text{Ta}$ . Зокрема на рис. 1 і 2 показано фрагменти  $\gamma$ -спектрів опроміненних мішеней оксиду неодиму та кадмію відповідно.

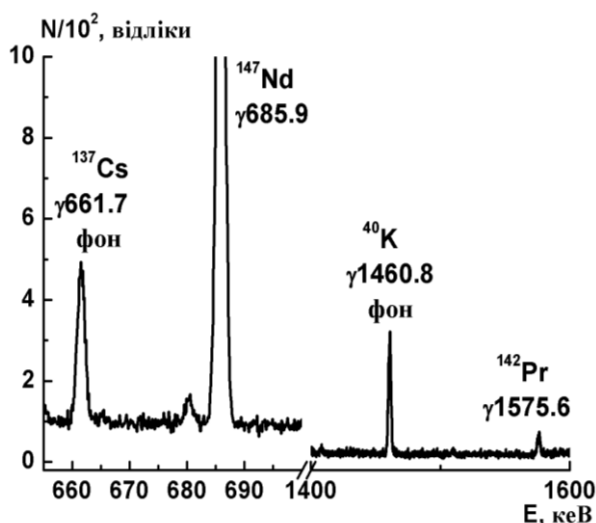


Рис. 1. Фрагмент  $\gamma$ -спектра активованої мішені оксиду неодиму. Його маса 4,5 г.

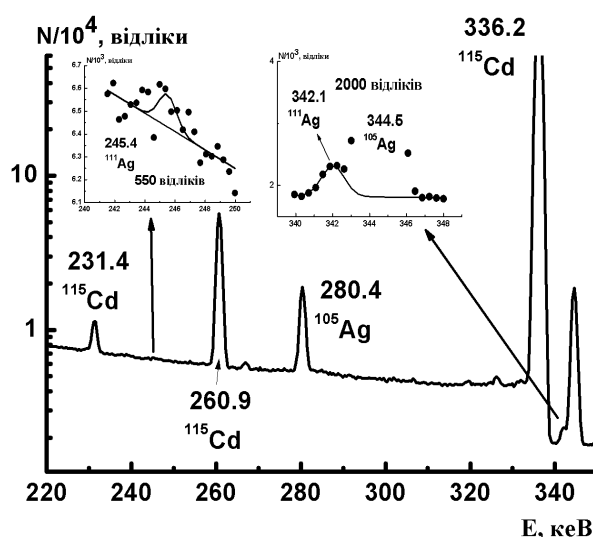


Рис. 2. Фрагмент  $\gamma$ -спектра активованої мішені металічного кадмію. Його маса 5,1 г.

Моделювання гальмівного спектра проводилося в рамках програмного коду Geant4 [2]. 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  $\gamma$ -квантів, які відповідають розпадам досліджуваних нуклідів, розраховувалися в рамках програмного коду MCNP [3].

Використовуючи стандартні формули активаційного аналізу [4], було розраховано експериментальні значення середньозважених виходів досліджуваних реакцій  $\langle \gamma \rangle_{\text{exp}}$ , наведених у таблиці.

**Середньозважені виходи ( $\gamma$ , p)-реакцій на ядрах неодиму та кадмію**

Реакція	Q, MeB	$\langle Y \rangle$ , мкбн	
		$\langle Y \rangle_{\text{exp}}$	$\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$
$^{111}\text{Cd}(\gamma, p)^{110}\text{Ag}^{\text{m}}$	9,2	11,8(35)	0,540(27)
$^{112}\text{Cd}(\gamma, p)^{111}\text{Ag}^{\text{m+g}}$	9,6	138(14)	19,20(91)
$^{113}\text{Cd}(\gamma, p)^{112}\text{Ag}$	9,7	233(19)	6,900(345)
$^{114}\text{Cd}(\gamma, p)^{113}\text{Ag}^{\text{m+g}}$	10,3	191(25)	5,640(282)
$^{143}\text{Nd}(\gamma, p)^{142}\text{Pr}^{\text{m+g}}$	7,5	150(14)	16,0(8)
$E_{\text{пр}} = 19,5 \text{ MeB}$			
$^{143}\text{Nd}(\gamma, p)^{142}\text{Pr}^{\text{m+g}}$	7,5	200(18)	21,00(105)

Було проведено моделювання досліджуваних реакцій у рамках програмного коду TALYS-1.96 [5]. Розраховані теоретичні виходи ( $\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$ ) також показано в таблиці разом із енергетичними бар'єрами зазначених реакцій (Q).

Для середньозважених виходів, які розраховувалися за даними коду Talys-1.96 ( $\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$ ) похибка складається лише з похибки моделювання гальмівного спектру в кодi Geant4, що знаходиться в межах 5 % для даних граничних енергій гальмівних гамма-квантів.

Похибка потоку гальмівних  $\gamma$ -квантів при розрахунку експериментальних середньозважених виходів ( $\langle Y \rangle_{\text{exp}}$ ) знаходиться в межах 7 %. У нашому випадку похибки визначення квантових виходів становили менше 1 %, оскільки ми використовували найбільш інтенсивні  $\gamma$ -лінії, статистична похибка визначення площ піків переважно домінувала в загальній невизначеності і перебувала в межах 6 - 27 %. Загальна похибка визначення ефективностей реєстрації коливалася в межах 2 - 3 %, оскільки проводяться відносні вимірювання. Тому загальна похибка експериментальних середньозважених виходів знаходилася в межах 8 - 30 %.

Як видно з таблиці, середньозважені виходи усіх ( $\gamma$ , p)-реакцій, виміряні нами вперше значно нижчі теоретичних даних. Це свідчить про нестатистичний характер перебігу даних реакцій. Можливий значний внесок прямих та напівпрямих механізмів.

1. N.V. Strilchuk The WinSpectrum Manual (2000).
2. S. Agstinelli et al. Nucl. Instrum. Meth. A 506 (2003) 250.
3. J.F. Briesmeister, MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Los Alamos National Laboratory Report LA-12625-M, 989, 1997.
4. V.A. Zheltonozhsky et al. Eur. Phys. Jour. A 57 (2021) 121.
5. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling. In: AIP Conference Proceedings. Proc. of the Inter. Conf. on Nucl. Data for Science and Technology, Santa Fe, USA, 26 September - 1 October, 2004 (Washington, 2005) p. 1154.

## ДОСЛІДЖЕННЯ $(\gamma, n)$ -РЕАКЦІЙ НА ПРИРОДНОМУ НЕОДИМІ ТА КАДМІЇ

В. О. Желтоножський<sup>1</sup>, Н. В. Куліч<sup>1</sup>, А. М. Саврасов<sup>1</sup>, В. П. Хоменков<sup>1</sup>, П. С. Деречкей<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

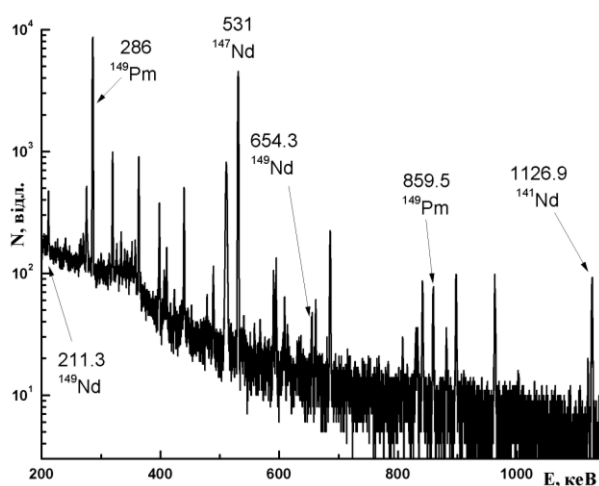
<sup>2</sup> Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

Фотоядерні реакції з вильотом нейтрона ( $(\gamma, n)$ -реакції) в області енергії гігантського дипольного резонансу (ГДР) [1] досліджувалися доволі ретельно для різних ядер. Проте для ядер неодиму існують роботи лише декількох експериментальних груп [2, 3] а ізотопи кадмію не досліджувалися взагалі. У той же час природні неодим та кадмій містять велику кількість ізотопів, при цьому  $^{142}\text{Nd}$  є магічним ядром із замкненою нейтронною оболонкою  $N = 82$ . Це дає можливість вивчати вплив різної кількості нейтронів на вихід  $(\gamma, n)$ -реакції. Виходячи з вищевикладеного, метою нашої роботи є дослідження виходів напрацювання ядер  $^{105}\text{Cd}$ ,  $^{141}\text{Nd}^{m+g}$  та  $^{147,149}\text{Nd}$  в  $(\gamma, n)$ -реакції при опроміненні мішеней порошкоподібного оксиду неодиму та металічного кадмію гальмівними гамма-квантами з енергією в області ГДР.

Дослідження середньозважених виходів проводилось активаційним методом на гальмівному  $\gamma$ -пучку для електронів з максимальною енергією 19 та 19,5 MeV на мішенях природних металічних танталу, золота, кадмію та порошкоподібного оксиду неодиму. Як гальмівна мішень використовувалася металічний тантал товщиною 1,05 мм, за яким на відстані 40 см розмішувалися досліджувані мішені з оксиду неодиму, кадмію, золота та танталу. Мішені золота та танталу використовувалися для отримання потоку гальмівних  $\gamma$ -квантів за допомогою реакцій  $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$  та  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$  відповідно. Експериментальні перерізи даних реакцій добре відомі для монохроматичних  $\gamma$ -квантів у досліджуваному енергетичному діапазоні. Виконувалося декілька серій опромінь та вимірювань в низькофоновій спектрометричній лабораторії.

Спектри опроміненних мішеней вимірювалися на гамма-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''. Енергетична роздільна здатність спектрометрів становила 1,8 - 2,0 кеВ на  $\gamma$ -лініях 1332 кеВ  $^{60}\text{Co}$ .

У  $\gamma$ -спектрах, обробка яких проводилася за допомогою програми Winspectrum [4] надійно виділено  $\gamma$ -переходи, що супроводжують розпад  $^{141}\text{Nd}^{m+g}$ ,  $^{105}\text{Cd}$ ,  $^{147,149}\text{Nd}$ ,  $^{196}\text{Au}$  та  $^{180}\text{Ta}$  як за величиною енергії, так і за періодом напіврозпаду. Зокрема на рисунку показано фрагмент  $\gamma$ -спектра опроміненої мішені порошкоподібного оксиду неодиму.



Фрагмент  $\gamma$ -спектра активованої мішені порошкоподібного оксиду неодиму. Його маса 5,2 г. Вміст неодиму в мішені 93 %.

також показані в таблиці разом із енергетичними бар'єрами зазначених реакцій ( $Q$ ) та результатами робіт інших авторів  $\langle Y \rangle_{\text{exp}}^{\text{theor}}$ .

Моделювання гальмівного спектра проводилося в рамках програмного коду Geant4 [5]. У той же час при вимірюванні наведеної активності мішеней коефіцієнти самопоглинання  $\gamma$ -квантів, що відповідають розпадам досліджуваних нуклідів розраховувалися в рамках програмного коду MCNP [6].

Використовуючи стандартні формули активаційного аналізу [7], було розраховано 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 [8]. Розраховано теоретичні виходи ( $\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$ )



**Середньозважені виходи ( $\gamma$ , n)-реакцій на ядрах неодиму та кадмію**

Реакція	Q, MeV	$\langle Y \rangle$ , мбн		
		$\langle Y \rangle_{\text{exp}}$	$\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$	$\langle Y \rangle_{\text{exp}}^{\text{other}}$
$^{142}\text{Nd}(\gamma, n)^{141}\text{Nd}^{\text{m+g}}$	9,8	104,5(11)	146,0(73)	144(14) [2]
$^{148}\text{Nd}(\gamma, n)^{147}\text{Nd}$	7,3	63,0(54)	71,3(36)	73(6) [3]
$^{150}\text{Nd}(\gamma, n)^{149}\text{Nd}$	7,4	83(8)	70,0(35)	76(8) [3]
$^{106}\text{Cd}(\gamma, n)^{105}\text{Cd}$	10,9	75(8)	92,0(4,6)	
19,5 MeV				
$^{148}\text{Nd}(\gamma, n)^{147}\text{Nd}$	7,3	68,0(54)	76,0(38)	77(7) [3]

Для середньозважених виходів, що розраховувалися за даними коду Talys-1.96 ( $\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$ ), похибка складається лише з похибки моделювання гальмівного спектра в кодї Geant4, яка знаходиться в межах 5 % для даних граничних енергій гальмівних гамма-квантів. У випадку використання експериментальних даних інших авторів загальна похибка дещо вища, оскільки до похибок моделювання додається похибка експериментального перерізу. Для кожного перерізу похибка береться зі своїм ваговим коефіцієнтом, тобто розраховується середньозважена похибка, що становить теж 5 - 9 %. Тому загальна сумарна похибка визначення середньозважених виходів інших авторів ( $\langle Y \rangle_{\text{exp}}^{\text{other}}$ ), які використовувалися в даних розрахунках, знаходиться в межах 8 - 10 %.

Похибка потоку гальмівних  $\gamma$ -квантів є домінуючою при розрахунку середньозважених виходів  $\langle Y \rangle_{\text{exp}}$  і знаходиться в межах 8 %. У нашому випадку похибки визначення квантових виходів становили менше 1 %, оскільки ми використовували найбільш інтенсивні  $\gamma$ -лінії, статистична похибка визначення площ піків знаходилася в межах 1 - 4 %. Похибка визначення ефективностей реєстрації коливалася в межах 2 - 4 %, оскільки проводяться відносні вимірювання. Тому загальна похибка середньозважених виходів ( $\langle Y \rangle_{\text{exp}}$ ) знаходилася в межах 8 - 10 %.

Як видно з таблиці, середньозважені виходи більшості ( $\gamma$ , n)-реакцій у межах точності експерименту збігаються як з теоретичними даними, так і з результатами робіт інших авторів. Це свідчить про статистичний характер перебігу даних реакцій. Слід зазначити, що вихід реакції на магічному ядрі  $^{142}\text{Nd}(\gamma, n)^{141}\text{Nd}^{\text{m+g}}$  є найвищим серед досліджуваних реакцій, перевищуючи на 50 % виходи реакцій  $^{148}\text{Nd}(\gamma, n)^{147}\text{Nd}$  та  $^{148}\text{Nd}(\gamma, n)^{147}\text{Nd}$  і на 25 % вихід реакції  $^{150}\text{Nd}(\gamma, n)^{149}\text{Nd}$ .

1. Yu.P. Gangrsky, V.M. Mazur. Phys. El. Part. At. Nucl. 33(3) (2002) 158.
2. S.N. Beljaev, V.A. Semenov. Bull. Rus. Acad. of Sci. 55(5) (1991) 66.
3. P. Carlos et al. Nucl. Phys. A 172 (1971) 437.
4. N.V. Strilchuk. The WinSpectrum Manual (2000).
5. S. Agstinelli et al. Nucl. Instrum. Methods A 506 (2003) 250.
6. J.F. Briesmeister. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Los Alamos National Laboratory Report LA-12625-M, 989, 1997.
7. V.A. Zheltonozhsky et al. Eur. Phys. Jour. A 57 (2021) 121.
8. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling. In: AIP Conference Proceedings. Proc. of the Inter. Conf. on Nucl. Data for Science and Technology, Santa Fe, USA, 26 September - 1 October, 2004 (Washington, 2005) p. 1154.

# ПОШУК РІДКІСНИХ ЯДЕРНИХ ПРОЦЕСІВ У НУКЛІДАХ ПЛУТОНІЮ

Д. В. Касперович, І. С. Ключев, В. В. Кобичев

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Дана робота описує експериментальний пошук рідкісних ядерних процесів у радіонуклідах плутонію. Мотивацією є теоретична робота [1], де запропоновано єдиний метод опису випромінювання протонів, кластерів (зокрема, альфа-розпад) та холодного поділу ядер. Ця робота містить ряд передбачень щодо парціальних періодів напіврозпаду різних ядер, зокрема плутонію та америцію.

Дослідження рідкісних процесів у ядрах можливе за допомогою гамма-спектрометрії у випадках утворення радіоактивних дочірніх ядер, що випромінюють гамма-кванти при подальшому розпаді, або при утворенні дочірніх ядер у збудженому стані.

Для аналізу були використані дані із міжнародної бази МАГАТЕ IDB [2], де зібрані добре описані спектри, виміряні з різними джерелами та детекторами, а також сертифікати вимірюваних зразків. У даній роботі використовувався спектр з ідентифікатором 1463, наданий Об'єднаним дослідницьким центром Європейської комісії у Карлсруе (Німеччина). Даний спектр був виміряний протягом 41,7 год за допомогою напівпровідникового германієвого детектора (відносна ефективність реєстрації 50 %) зі зразком оксиду плутонію  $\text{PuO}_2$  масою 6,630 г та наступним ізотопним складом (масовий вміст відносно маси плутонію, розрахований на час вимірювання спектра, невизначеності наведені з довірчою ймовірністю 95 %):  $^{238}\text{Pu}$  (0,0094(3) %),  $^{239}\text{Pu}$  (93,584(4) %),  $^{240}\text{Pu}$  (6,311(4) %),  $^{241}\text{Pu}$  (0,0563(2) %),  $^{242}\text{Pu}$  (0,0396(3) %) та  $^{241}\text{Am}$  (0,263(5) %).

Виконано калібрування детектора за енергетичною шкалою, енергетичною роздільною здатністю та ефективністю реєстрації гамма-квантів. Проведено пошук гамма-піків, що відповідають розпадам дочірніх радіонуклідів. Попередньо встановлено експериментальні обмеження на парціальні періоди напіврозпаду нуклідів  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  і  $^{241}\text{Am}$  відносно ряду можливих каналів холодного поділу. Як видно із таблиці, для кількох каналів холодного поділу отримано обмеження, що перевищують передбачувані парціальні періоди напіврозпаду. Подібні результати було отримано у дослідженні холодного поділу нуклідів  $^{235}\text{U}$  та  $^{238}\text{U}$  [3], що разом з даною роботою свідчить про необхідність перегляду існуючого підходу до опису процесу спонтанного холодного поділу ядер.

## Парціальні періоди напіврозпаду нуклідів плутонію, отримані у даній роботі, порівняно з теоретичними передбаченнями з [1]

Нуклід (період напіврозпаду)	Канал поділу	Парціальний період напіврозпаду, років	
		[1]	Дана робота
$^{239}\text{Pu}$ ( $2,411(3)\cdot 10^4$ р.)	$^{110}\text{Ru} + ^{129}\text{Sn}$	$5,8\cdot 10^{12}$	$> 1,5\cdot 10^{13}$
	$^{109}\text{Ru} + ^{130}\text{Sn}$	$2,5\cdot 10^{12}$	$> 3,9\cdot 10^{12}$
	$^{107}\text{Ru} + ^{132}\text{Sn}$	$1,1\cdot 10^{13}$	$> 2,1\cdot 10^{13}$
	$^{105}\text{Mo} + ^{134}\text{Te}$	$1,9\cdot 10^{12}$	$> 2,7\cdot 10^{12}$
$^{240}\text{Pu}$ ( $6,561(7)\cdot 10^3$ р.)	$^{110}\text{Ru} + ^{130}\text{Sn}$	$5,3\cdot 10^{18}$	$> 8,3\cdot 10^{18}$
	$^{108}\text{Ru} + ^{132}\text{Sn}$	$7,1\cdot 10^{18}$	$> 4,4\cdot 10^{19}$
$^{242}\text{Pu}$ ( $3,73(2)\cdot 10^5$ р.)	$^{110}\text{Ru} + ^{132}\text{Sn}$	$1,5\cdot 10^{17}$	$> 2,7\cdot 10^{17}$

Примітка. Експериментальні обмеження наведено з довірчою ймовірністю 90 %

Триває подальша обробка даних з метою отримання обмежень на інші моди і канали рідкісних ядерних розпадів нуклідів плутонію і америцію, зокрема кластерних розпадів, а також для оцінки впливу можливих систематичних чинників на отримані результати.

1. S. B. Duarte et al. At. Data Nucl. Data Tables 80 (2002) 235.
2. An International Database of Reference Gamma Spectra (IDB-v2024-01). IAEA. 2024. <https://nds.iaea.org/idb>
3. Д.В. Касперович та ін. Пошук рідкісних ядерних процесів у природних нуклідах урану. У кн.: XXX щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Анотації до доповідей, Київ, Україна, 25-29 вересня 2023 (Київ, 2023) с. 57.

## ІНТЕНСИВНІСТЬ ГАММА-ПЕРЕХОДУ 387,8 кеВ У РОЗПАДІ $^{235}\text{U}$

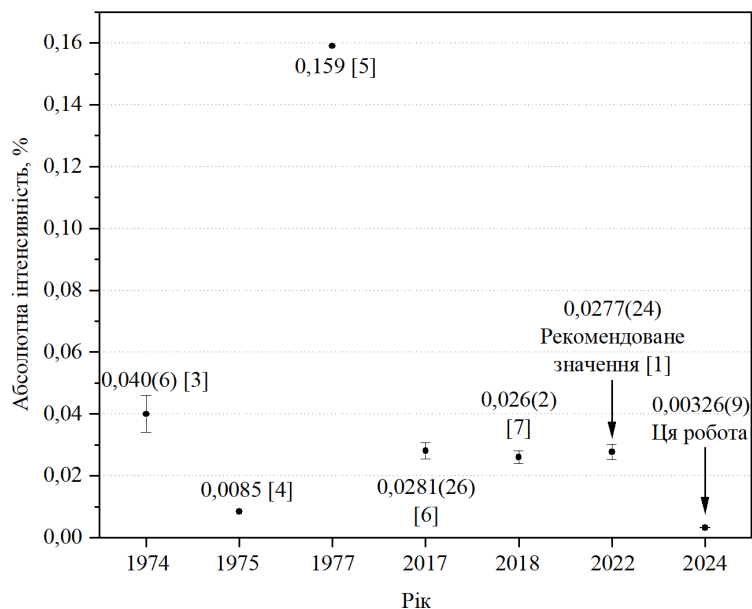
**Д. В. Касперович, Ф. А. Даневич, С. С. Драпей, В. І. Кирищук, В. В. Кобичев, В. І. Третяк**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Метою даної роботи є експериментальне дослідження інтенсивності випромінювання гамма-квантів з енергією 387,84(3) кеВ [1], що випромінюються при розпаді нукліду  $^{235}\text{U}$ .

Вимірювання зі зразками оксиду урану проводилися для дослідження рідкісних ядерних процесів у природних нуклідах урану [2]. Для вимірювань використовувався напівпровідниковий германієвий детектор об'ємом 70 см<sup>3</sup> та зразок оксиду урану  $\text{U}_3\text{O}_8$  масою 230 г, збагачений нуклідом  $^{235}\text{U}$  до 93,2330(27) %. Спектр зі зразком вимірювався протягом 46 діб, фон детектора був отриманий впродовж 8 діб вимірювань.

Під час проведення калібрування детектора за ефективністю реєстрації гамма-квантів у піку повного поглинання виявлено розбіжність на порядок між вимірюною ефективністю реєстрації гамма-квантів 387,8 кеВ, розрахованою із використанням рекомендованого значення їх абсолютної інтенсивності випромінювання у розпаді  $^{235}\text{U}$  (0,0277(24) % [1]), і даними калібрування, отриманими з аналізу інтенсивних піків  $^{235}\text{U}$  та  $^{234\text{m}}\text{Pa}$  у спектрі за аналогічною методикою. Окрім цього, розбіжності між даними різних експериментів [3 - 7] сягають двох порядків величини. Отримане в даній роботі значення абсолютної інтенсивності випромінювання гамма-квантів 387,8 кеВ (0,00326(9) %) представлено на рисунку у порівнянні з результатами інших експериментів.



Порівняння отриманого значення абсолютної інтенсивності випромінювання гамма-квантів з енергією 387,8 кеВ із літературними даними. Дані з [4] та [5] віднормовані на абсолютну інтенсивність випромінювання гамма-квантів 185,7 кеВ (57,2 % [1]).

У даній роботі було проаналізовано можливі систематичні ефекти, що можуть спричиняти завищені оцінки інтенсивності випромінювання. Зокрема, відзначено, що суттєвий внесок у пік 387,8 кеВ можуть вносити розпади природних радіонуклідів з близькими енергіями гамма-квантів, такі як  $^{214}\text{Bi}$ ,  $^{223}\text{Ra}$ ,  $^{231}\text{Pa}$  та  $^{234\text{m}}\text{Pa}$ . У даній роботі, завдяки високому співвідношенню активності  $^{235}\text{U}$  до інших радіонуклідів у зразку (від 2 до 6 порядків для різних нуклідів) їх внесок у площу піка повного поглинання становить близько 2 %.

Суттєвий внесок може мати також ефект сумарної реєстрації гамма-каскадів, що випромінюються з рівня 387,84 кеВ на основний рівень  $^{231}\text{Th}$ . Наприклад, каскад гамма-квантів 202,1 кеВ + 185,7 кеВ випромінюється у ~30 разів більш імовірно, ніж гамма-квант 387,8 кеВ (згідно з даними [1]). Було оцінено, що в даному вимірюванні внесок каскадного сумування становить близько 0,1 % від площі піка, завдяки низькій ефективності реєстрації гамма-квантів низьких енергій (0,02 та 0,007 %, відповідно для гамма-квантів 202,1 та 185,7 кеВ). Разом з тим, у вимірюваннях у близькій геометрії без використання додаткових поглиначів ефективність реєстрації для гамма-квантів може сягати

~1 %. У цьому випадку каскадне сумування складає істотну частину піка повного поглинання, що могло бути причиною помилкової переоцінки інтенсивності прямого переходу в попередніх роботах [3 - 7]. Наприклад, подібні оцінки, виконані нами для роботи [6], дають внесок каскадного сумування 202,1 кеВ + 185,7 кеВ у площу піка 387,8 кеВ на рівні ~50 % (з використанням величин ефективності реєстрації, отриманих із калібрувальної кривої у [6]). При цьому точні оцінки поправок для результатів [3 - 7] неможливо виконати, беручи до уваги недостатність або відсутність опису забрудненості зразків сторонніми радіонуклідами, фону детекторів, оцінки ефективності реєстрації та методики врахування каскадних сумувань.

1. B. Singh, J. K. Tuli, E. Browne. Nucl. Data Sheets 185 (2022) 560.
2. Д.В. Касперович та ін. Пошук рідкісних ядерних процесів у природних нуклідах урану. У кн.: XXX щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Анотації до доповідей, Київ, Україна, 25-29 вересня 2023 (Київ, 2023) с. 57.
3. W. Teoh et al. Nucl. Phys. A 228 (1974) 432.
4. E. Vaňo et al. Nucl. Phys. A 251 (1975) 225.
5. S. A. Baranov et al. Sov. J. Nucl. Phys. 26 (1977) 486.
6. M.-C. Lépy et al. Appl. Radiat. Isot. 126 (2017) 150.
7. M. Marouli et al. Appl. Radiat. Isot. 132 (2018) 72.

## ПОШУК РЕЗОНАНСНИХ КАНАЛІВ БЕЗНЕЙТРИННОГО ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ ЯДРА $^{106}\text{Cd}$

**В. Р. Клавдієнко<sup>1</sup>, П. Беллі<sup>2,3</sup>, Р. Бернабей<sup>2,3</sup>, Ф. А. Даневич<sup>1,2</sup>, А. Інчікитті<sup>4,5</sup>,  
Ф. Капелла<sup>4</sup>, В. Карачіоло<sup>2,3</sup>, Д. В. Касперович<sup>1</sup>, В. В. Кобичев<sup>1</sup>,  
А. Леончіні<sup>2,3</sup>, В. Мерло<sup>2,3</sup>, О. Г. Поліщук<sup>1,4</sup>, В. І. Третяк<sup>1,6</sup>, Р. Черулли<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі «Тор Вергата», Рим, Італія

<sup>3</sup> Римський університет «Тор Вергата», Рим, Італія

<sup>4</sup> Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі, Рим, Італія

<sup>5</sup> Римський університет «Ла Сапієнца», Рим, Італія

<sup>6</sup> Національна лабораторія Гран-Сассо, Ассерджі, Італія

Безнейтринний подвійний бета-розпад ( $0\nu 2\beta$ ), будучи процесом за межами Стандартної моделі елементарних частинок і взаємодій (СМ), є гарним методом її перевірки [1 - 3]. Дана мода можлива, якщо нейтрино є частинкою Майорани з ненульовою масою, що відкриває шлях для дослідження нового типу матерії – майоранівських ферміонів, визначення ефективної майоранівської маси ( $\langle m_\nu \rangle$ ) та ієрархії масових станів нейтрино. Крім цього,  $0\nu 2\beta$ -розпад порушує закон збереження лептонного числа, що може бути одним із чинників баріонної асиметрії Всесвіту [4,5]. Сучасні експерименти дають обмеження на період напіврозпаду різних нуклідів відносно  $0\nu 2\beta$ -розпаду з випромінюванням електронів на рівні  $\lim T_{1/2} = 10^{24} - 10^{26}$  р., тоді як метою майбутніх експериментів є досягнення області інвертованої схеми мас нейтрино:  $T_{1/2} = 10^{26} - 10^{28}$  р. ( $\langle m_\nu \rangle \sim (0,015 - 0,05)$  eВ).

Нуклід  $^{106}\text{Cd}$  є одним із найбільш перспективних кандидатів для пошуку інших каналів розпаду, а саме «подвійних бета-плюс»-розпадів: подвійного електронного поглинання ( $2\text{EC}$ ), електронного поглинання з вильотом позитрону ( $\text{EC}\beta^+$ ) та подвійного позитронного розпаду ( $2\beta^+$ ). Крім того, для даного нукліда існує можливість резонансного  $0\nu 2\text{EC}$ -розпаду на збуджені рівні дочірнього ядра, спричинена виродженням початкового та кінцевого станів переходу, що призводить до зменшення періоду напіврозпаду до 6 порядків величини. Для  $^{106}\text{Cd}$  можливі три близькорезонансні  $0\nu 2\text{EC}$ -переходи на збуджені рівні  $^{106}\text{Pd}$  з енергіями 2718, 2741 та 2748 кеВ. Найбільш оптимістичні теоретичні розрахунки дають значення періоду напіврозпаду близько  $T_{1/2} \sim 10^{22}$  р. [6].

Для пошуку різних мод і каналів подвійного бета-розпаду ядра  $^{106}\text{Cd}$  був проведений експеримент у підземній лабораторії Гран-Сассо (LNGS, Італія) на глибині 3,6 км водного еквівалента, що дає змогу суттєво знизити фон від космічних мюонів. Кристал вольфрамату кадмію масою 215,4 г, збагачений ізотопом  $^{106}\text{Cd}$  до 66 %, був оточений двома кристалами  $\text{CdWO}_4$  великого об'єму з природним ізотопним складом кадмію, що дає можливість робити відбір подій у режимах часових збігів і антизбігів. Побудовано енергетичні спектри, набрані детекторами за 1075 діб за різних умов відбору. Комбінована апроксимація енергетичних спектрів дала змогу визначити модель фону та встановити забрудненості компонентів експериментальної установки. Встановлено попередні обмеження на близько-резонансні  $0\nu 2\text{EC}$ -розпади  $^{106}\text{Cd}$ . Експеримент триває.

1. S.M. Bilenky, C. Giunti. Int. J. Mod. Phys. A 30 (2015) 1530001.
2. S. Dell'Oro et al. Advances in High Energy Physics 2016 (2016) 2162659.
3. M.J. Dolinski et al. Annual Review of Nuclear and Particle Science 69 (2019) 219.
4. T. Asaka, M. Shaposhnikov. Phys. Lett. B 620 (2005) 17.
5. F.F. Deppisch et al. Phys. Rev. D 98 (2018) 055029.
6. J. Suhonen. J. Phys.: Conf. Ser. 338 (2012) 012030.

# ВИКОРИСТАННЯ МЕТОДІВ МАШИННОГО НАВЧАННЯ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ЛІНІЙНОЇ ОПТИКИ З ПОСЛІДОВНИХ ПОКАЗІВ МОНІТОРІВ ПОЗИЦІЙ ПУЧКА У ПРИСКОРЮВАЧАХ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК

Д. М. Клекоць<sup>1</sup>, О. А. Безшийко<sup>1</sup>, Л. О. Голінка-Безшийко<sup>1</sup>, В. Кубицький<sup>2</sup>, І. Чайковська<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

<sup>2</sup> Університет Париж-Сакле, Національний інститут ядерної фізики та фізики елементарних частинок, Лабораторія фізики двох нескінченностей ім. Ірен Жоліо-Кюрі, Орсе, Франція

Параметри лінійної оптики пучка, зокрема такі, як бета-функція та дисперсія є ключовими для проектування та оперування прискорювача, зокрема розмір області, у якій циркулює пучок, визначається саме цими параметрами. Контроль даних параметрів є дуже важливим для експлуатації прискорювача.

Положення пучка на кожному обороті вимірюється за допомогою моніторів позиції пучка. Коливання пучка, у горизонтальній площині, навколо референтної орбіти можна описати [1] за допомогою формули (1)

$$X_{ij} = A_i^s \cos(2\pi v^s j + \mu_i^s) + A_i^b \cos(2\pi v^b j + \mu_i^b) + \xi_{ij}, \quad (1)$$

де  $v^s$  та  $v^b$  є відповідно частотою синхротронних та бетатронних коливань;  $\mu_i^s$  та  $\mu_i^b$  – відповідно зсув фази у місці розташування  $i$ -го монітора;  $A_i^s$  та  $A_i^b$  – амплітуди відповідних коливань, які визначаються параметрами лінійної оптики пучка  $A_i^b = \sqrt{\beta_i} \varepsilon$  та  $A_i^s = D_i \frac{\Delta p}{p_0}$ , де  $\beta_i$  та  $D_i$  є відповідно бета функцією

та дисперсію в місці розташування  $i$ -го монітора позиції пучка,  $\varepsilon$  є емітансом,  $\frac{\Delta p}{p_0}$  – відносне відхилення імпульсу пучка;  $\xi_{ij}$  – позначають випадкові величини, що спричинені наявністю шумів у вимірюваннях.

Послідовні вимірювання моніторів дають змогу отримати положення пучка на кожному оберті, що може бути представлено у вигляді матриці  $\|X_{ij}\|$ , у якій кожен рядочок відповідає монітору позиції пучка, а кожен стовпчик відповідає вимірам на  $j$ -му оберті пучка. Компонент незалежний аналіз [2, 3] є доволі потужним алгоритмом з розділення різних мод коливань (наприклад, відділення синхротронних та бетатронних коливань), що дає можливість визначити шукані параметри лінійної оптики. Однак при використанні даного алгоритму не завжди вдається автоматично розділяти моди коливань, а також даний алгоритм інколи не повністю відділяє шуми з реконструйованих мод коливань, особливо для великих значень шумів на ранніх стадіях уведення прискорювача в експлуатацію.

У даній роботі ми представляємо використання алгоритмів машинного навчання, як альтернативу використанню класичного алгоритму компонент незалежного аналізу, для розділення та визначення амплітуд синхротронних та бетатронних коливань. Як приклад прискорювача, для якого можуть бути визначені параметри лінійної оптики, було використано накопичувальне кільце джерела рентгенівських променів ThomX [4], що розташований у Лабораторії фізики двох нескінченностей ім. Ірен Жоліо-Кюрі (Орсе, Франція), та містить 12 моніторів позиції пучка. Прискорювач ThomX знаходиться в процесі вводу в експлуатацію з 2021 р. [4, 5].

При використанні машинного навчання, замість вимірювань у форматі матриці  $\|X_{ij}\|$  доцільніше використовувати матрицю, рядки якої є спектром дискретного перетворення Фур'є від рядків матриці  $\|X_{ij}\|$ , оскільки в такій формі коливання виражені у формі піків на дискретному спектрі, що краще сприймаються моделлю машинного навчання. Застосовувана нами модель приймала в якості вхідного параметра матрицю розмірності  $12 \times 400$ . Результатом передбачення моделі машинного навчання є 24 величини, що відповідають значенням амплітуд бетатронних та синхротронних коливань. Початкові значення матриці  $\|X_{ij}\|$  та передбачуваних амплітуд є віднормовані на максимальне, за абсолютною величиною, значення.

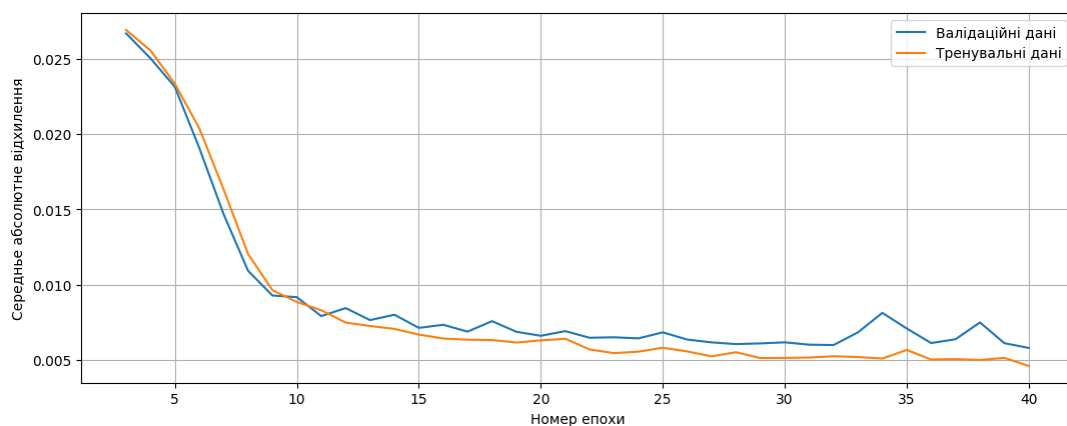
Дані для тренування моделі були згенеровані псевдовипадковим чином з рівномірним розподілом навколо номінальних значень кільця ThomX. Також, додатково було згенеровано гауссівські шуми у даних та застосовано експоненційне затухання коливань  $e^{-\lambda^s \cdot j}$ , що відповідає дійсній поведінці пучка у прискорювачі. Область рівномірного розподілення відхилення від номінальних параметрів коливань пучка, а також параметрів, що моделювали фон та експоненційне затухання коливань, наведено у таблиці.

### Області, в яких розподілені параметри коливань пучка тренувального набору даних

$\lambda^s$	$\lambda^b$	$v^s$ $v^b$	$\mu_i^s$ $\mu_i^b$	$A_i^s$ $A_i^b$	$\sigma$ в шумі
від $2,5 \cdot 10^{-3}$ до $5,5 \cdot 10^{-3}$	від $6,2 \cdot 10^{-5}$ до $13,8 \cdot 10^{-5}$	$\mp 10\%$ від номінального значення	$\mp 2,5\%$ від номінального значення	$\mp 20\%$ від номінального значення	2,5 % від максимальної амплітуди

Використовувана модель нейронної мережі складається зі згорткових шарів, де відбувається первинна обробка вхідних Фур'є спектрів. За згортковими шарами йдуть повнозв'язні шари, що відповідають за формування регресійної залежності вихідних значень амплітуд залежно від вхідних Фур'є.

Для тренування та валідації моделі було використано відповідно 9600 та 2400 зразків згенерованих даних. В якості функції втрат було використано середнє абсолютне відхилення [6]. Для знаходження мінімуму функції втрат використовувався алгоритм Adam [7]. Для тренування було використано бібліотеку TensorFlow [8]. Результати тренування для сорока епох зображено на рисунку. Можна побачити, у даному тренуванні середнє абсолютне відхилення виходить на полицьку зі значенням для валідаційних даних близько  $6 \cdot 10^{-3}$ .



Залежність середнього абсолютного відхилення від епохи тренування моделі.

Проведене дослідження відкриває можливість використання даної моделі для визначення параметрів лінійної оптики пучка на прискорювачі ThomX, а також методика та архітектура може бути адаптована для використання в інших прискорювачах.

Наукова робота авторів з Київського національного університету імені Тараса Шевченка і Лабораторії лінійного прискорювача (Орсе, Франція) проводилася в рамках міжнародної асоційованої лабораторії LIA IDEATE.

1. H. Wiedemann. Particle accelerator physics I: Basic principles and linear beam dynamics (Springer, 1999) 1021 p.
2. X.B. Huang et al. Phys. Rev. 8 (2005) 064001.
3. X. Yang, X. Huang. Nucl. Instrum. Methods A 828, (2016) 97.
4. V. Kubytskyi et al. J. Phys.: Conf. Series 2687 (2024) 032031.
5. A. Variola et al. ThomX Technical Design Report. (LAL/RT 14-21, LAL, Laboratoire de l'accélérateur linéaire, 2014) 164 p.
6. J. Qi et al. On Mean absolute error for deep neural network based vector-to-vector regression. arXiv.org:2008.07281
7. D.P. Kingma, J. Ba. Adam: A method for stochastic optimization. arXiv:1412.6980.
8. M. Abadi et al. TensorFlow: Large-scale machine learning on heterogeneous systems. arXiv:1603.04467

## DEVELOPMENT OF A LOW-ACTIVE SOURCE WITH $^{226}\text{Ra}$ INCORPORATED INTO GALLIUM METAL LATTICE

**V. V. Kobychyev<sup>1</sup>, R. Yu. Chaplynskyi<sup>1</sup>, D. V. Kasperovych<sup>1</sup>,  
V. R. Klavdiienko<sup>1</sup>, A. M. Savrasov<sup>1</sup>, V. I. Tretyak<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup> *INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy*

There exist theoretical predictions that the alpha decay rate can depend on the temperature when a radioactive nucleus is embedded into a metal crystal lattice [1].

In order to test these predictions, we are developing a low-active source based on metal  $^{226}\text{Ra}$  incorporated into metal gallium (with a small admixture of mercury). The following requirements are necessary for the source: 1) the studied nuclide should undergo alpha decay with sequential emission of gamma quanta of detectable energy and intensity; 2) the decaying atoms should be embedded into a metal crystal lattice; 3) the activity should be quite low (<1 kBq) to avoid any legal and safety issues, but still quite high for being measurable by an appropriate low-background gamma detector; 4) the material should be homogenous and solid at the room temperature, to avoid migration of radium atoms to the metal surface with their subsequent oxidation (this requirement excludes pure mercury and several low-melting alloys, like GaIn or GaInSn eutectics).

The preferable way of preparation of the source was a “wet chemistry” to avoid potentially dangerous high-temperature procedures with melted salts, reduction of metals with hot hydrogen, etc. Thus, the source was prepared by electrolysis of a very diluted water solution of  $\text{RaCl}_2$  with a reduction of Ra on the liquid metal cathode at  $T < 100$  °C. The method is similar to the one performed by M. Curie and A. Debierne when they obtained a metal radium for the first time [2]. A liquid mercury cathode was used because its high overvoltage to hydrogen allows reducing very electropositive metals (like radium) which normally react with water [3,4]. In our case, we used electrolysis on a small ( $\sim 1$  mm<sup>3</sup>) mercury cathode, affected by a magnetic shaker, with the subsequent admixture of liquid gallium to the level of 98.41 at.% (this alloy is eutectics of Ga:Hg of 1.59 at.% with a melting point of 29.8 °C) [4, 5]. After cooling below the melting point, crystallizing the alloy, and switching off the voltage, the obtained cathode ingots (mass of  $\sim 2$  g) were placed into hermetic test tubes. The anode was graphite; the electrolyte contained a solution of  $^{226}\text{RaCl}_2$  in deionized water with activity of  $\sim 150$  Bq/mL. Special electrolytic cells with a working volume of  $\sim 2$  mL were designed and built with a 3D printer. The described procedure provides the incorporation of metal Ra atoms into the metal crystal lattice of Ga:Hg alloy and prevents oxidation of Ra by water or air. A HPGe detector was used to measure the activity of  $^{226}\text{Ra}$  in the ingots. The prepared source will be used in LNGS for the planned experiment to search for the predicted temperature dependence of the alpha decay rate.

1. K.U. Kettner et al. High-Z electron screening: the cases  $^{50}\text{V}(p,n)^{50}\text{Cr}$  and  $^{176}\text{Lu}(p,n)^{176}\text{Hf}$ . *J. Phys. G* 32 (2006) 489.
2. M. Curie, A. Debierne. Sur le radium métallique. *Compt. Rend. Acad. Sci.* 151 (1910) 523.
3. C. Gumiński. The Hg-Ra (Mercury-Radium) System. *J. of Phase Equilibria and Diffusion* 26 (2005) 80.
4. J.N. Butler, M.L. Meeha. Hydrogen Evolution on Gallium, Indium-Gallium and Mercury-Gallium Electrodes. *Trans. Faraday Soc.* 62 (1966) 3524.
5. Y. Chung, C.-W. Lee. Electrochemistry of Gallium. *J. of Electrochem. Sci. and Technology.* 4 (2013) 1.



**ПРУЖНЕ ТА НЕПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ  $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$  ПРИ ЕНЕРГІЇ  $E_{\text{лаб}}(^{13}\text{C}) = 97 \text{ MeV}$ ,  
ВІДМІННОСТІ ПАРАМЕТРІВ ЕНЕРГЕТИЧНО ЗАЛЕЖНИХ ПОТЕНЦІАЛІВ  
У ФОРМІ ВУДСА - САКСОНА ДЛЯ СИСТЕМ ЯДЕР  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  ТА  $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$**

**С. Ю. Межевич<sup>1</sup>, О. А. Понкратенко<sup>1</sup>, А. Т. Рудчик<sup>1</sup>, К. Русек<sup>2</sup>, К. В. Кемпер<sup>3</sup>, А. А. Рудчик<sup>1</sup>,  
В. В. Улещенко<sup>1</sup>, Ю. М. Степаненко<sup>1</sup>, Ю. О. Ширма<sup>1</sup>**

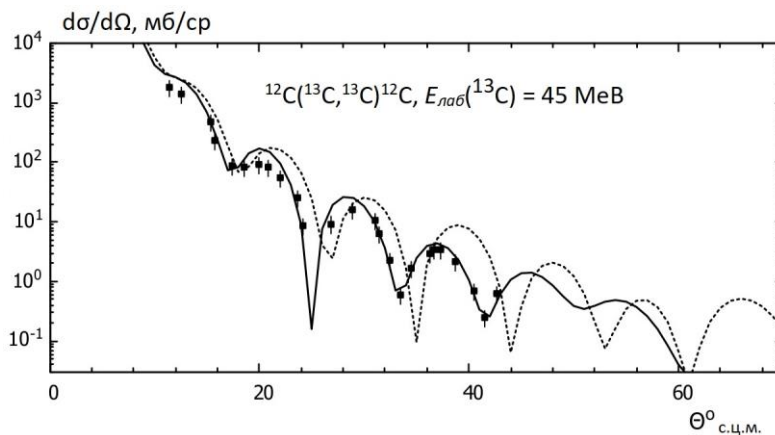
<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

<sup>3</sup> Відділ фізики Флоридського державного університету, Таллахасі, США

Ядро  $^{12}\text{C}$  є найбільш поширеним та досліджуваним. Проводилося багато експериментів з використанням пучків  $^{12}\text{C}$  при великій кількості енергій, так і мішеней  $^{12}\text{C}$ . Зокрема, існує багато експериментальних даних пружного розсіяння  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ . Для аналізу експериментальних даних (кутових розподілів диференціальних перерізів пружного розсіяння) за оптичною моделлю (ОМ) часто використовуються оптичні потенціали з дійсною та уявною частинами у формі Вудса - Саксона (WS). Параметри цих потенціалів є залежними від енергії зіткнення взаємодіючих ядер.

Експериментальні дані пружного та непружного розсіяння  $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при енергії  $E_{\text{лаб}}(^{13}\text{C}) = 97 \text{ MeV}$  було отримано на Варшавському циклотроні U-200P з використанням  $\Delta E$ - $E$ -методики [1]. Для аналізу кутових розподілів пружного розсіяння  $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при енергії  $E_{\text{лаб}}(^{13}\text{C}) = 97 \text{ MeV}$  використано параметри WS-потенціалу з енергетичної залежності [2], сконструйованої у зручній аналітичній формі для взаємодії  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ . Як показано на рисунку пунктирною кривою, ОМ-розрахунки мають невеликий зсув відносно експериментальних даних. Це може свідчити про те, що відмінність внутрішньої структури ядер  $^{12}\text{C}$  та  $^{13}\text{C}$ , хоч і невелика, але має вплив на результати розрахунків. Тому нами було враховано невеликі поправки до параметрів WS-потенціалу з [2], щоб отримати краще узгодження з експериментальними даними пружного розсіяння  $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при енергії  $E_{\text{лаб}}(^{13}\text{C}) = 97 \text{ MeV}$  (суцільна крива на рисунку). Для ОМ-аналізу експериментальних даних пружного розсіяння  $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при інших енергіях (з літературних джерел), поправки до енергетично залежного потенціалу [2] теж треба враховувати. При сукупному аналізі пружного розсіяння  $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при різних енергіях, з використанням цих невеликих поправок, планується отримати енергетично залежний потенціал для взаємодії ядер  $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , який базується на потенціалі для взаємодії  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  [2].



Диференціальні перерізи пружного розсіяння  $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при енергії  $E_{\text{лаб}}(^{13}\text{C}) = 97 \text{ MeV}$ .

Пунктирна крива – ОМ-розрахунки з параметрами потенціалу [2],  
суцільна крива – з невеликими модифікаціями цих параметрів (див. текст).

Також отримано кутові розподіли непружного розсіяння  $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при енергії  $E_{\text{лаб}}(^{13}\text{C}) = 97 \text{ MeV}$  для переходів у збуджені стани 3,088 MeV ( $1/2^+$ ), 3,68 ( $3/2^-$ ) + 3,85 MeV ( $5/2^+$ ) (не розділені в експерименті) ядра  $^{13}\text{C}$  та 4,44 MeV ( $2^+$ ) ядра  $^{12}\text{C}$ . Аналіз проведено за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР), аналогічно як і раніше проведений аналіз експериментальних даних непружного розсіяння  $^{11}\text{B} + ^{13}\text{C}$  при енергії  $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$  [3] (для збуджених станів ядра  $^{13}\text{C}$ ) та [4] (для переходу у збуджений стан 4,44 MeV ядра  $^{12}\text{C}$ ). Отримане задовільне узгодження МЗКР-перерізів з експериментальними даними.

1. А.Т. Рудчик та ін. Ядерна фізика та енергетика 21(1) (2020) 29.
2. М.Е. Brandan et al. Phys. Rev. C 41 (1990) 1520.
3. S.Yu. Mezhevych et al. Nucl. Phys. A 724 (2003) 29.
4. S.Yu. Mezhevych, K. Rusek. Acta Phys. Pol. B 34(4) (2003) 2415.

## ПЕРОВСКІТНІ МАТЕРІАЛИ ТА ВИКОРИСТАННЯ ЇХ ДЛЯ ДЕТЕКТУВАННЯ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

**В. С. Орлов, О. А. Безшийко, Л. О. Голінка-Безшийко**

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна*

Перовскіти (напівпровідникові матеріали зі структурною формулою  $ABX_3$ ) – клас сполук, що отримав широке застосування у сферах сонячної енергетики, квантових точок, світлодіодів, та, зокрема, реєстрації різних типів іонізуючого випромінювання [1].

Можливість для детектування іонізуючого випромінювання була вперше продемонстрована групою М. Канатзідаса у 2013 р., що дало суттєвий поштовх для розвитку цього напрямку досліджень [2]. Як матеріал детектора використовувався  $CsPbBr_3$ , вирощений методом Бріджмана (рис. 1, кристал № 5), що дає можливість забезпечити велике зарядове число  $Z$  для ефективного поглинання рентгенівських та гамма-променів. Результат, отриманий 2013 р. був суттєво покращений у 2021 р., коли для цього ж матеріалу було досягнуто роздільної здатності в 1,4 % на лінії 662 кеВ ізотопу  $^{137}Cs$  [3].

У 2015 р. Якуніним було зареєстровано рентгенівські промені від джерела  $^{241}Am$  монокристалом перовскіту  $MAPbI_3$  (метиламоній-свинець йодид), вирощеним з розчину методом зворотної температурної кристалізації (ІТС). Вирощування органічно-неорганічних кристалів із розчину суттєво знижує вартість (порівняно з методом Бріджмана, де використовуються високотемпературні печі) та швидкість виробництва [4, 5]. Також суттєвим фактором є можливість використання органічних катіонів, таких як метиламоній чи формагідіній, що містять водень. Це відкриває шлях до потенційного використання органічно-неорганічного перовскіту як прямого детектора швидких нейтронів. Зображення таких кристалів наведено на рис. 1 і 2.

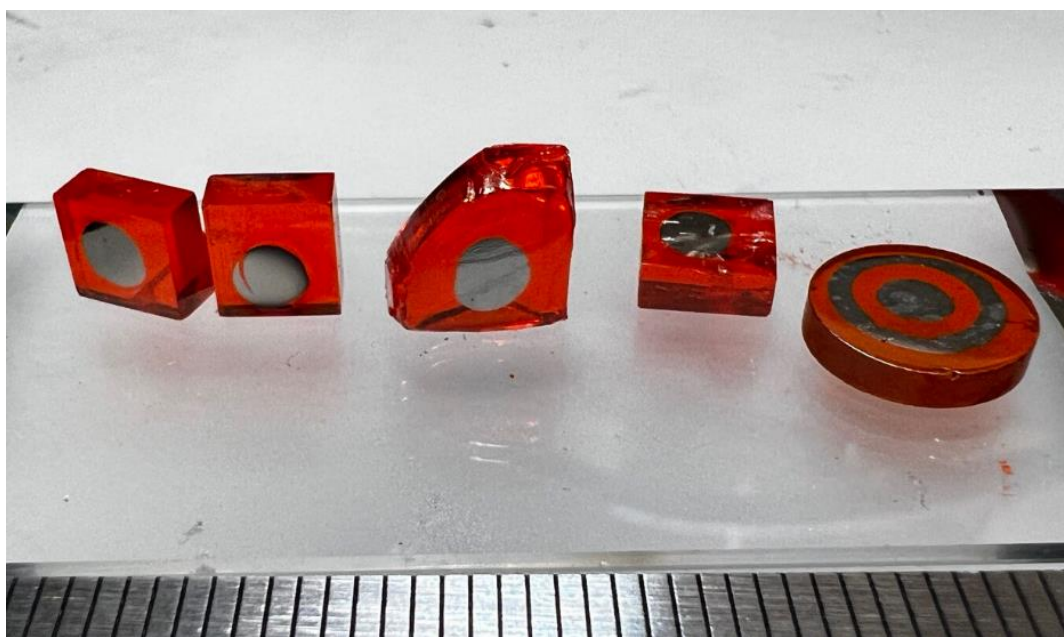


Рис. 1. Перовскітні монокристали  $MAPbBr_3$ , вирощені з розчину DMF (диметилформаїд) (кристали № 1 - 4) та монокристал  $CsPbBr_3$ , вирощений методом Бріджмана (кристал № 5). Міліметрова шкала наведена знизу зображення. Фото зроблене автором.

Останні досягнення включають отримання високої енергетичної роздільної здатності при детектуванні гамма-квантів з використання перовскітних монокристалів зі змішаними катіонами  $FACsPbBr_3$  сантиметрових розмірів, що близька до роздільної здатності, досягнутою комерційними детекторами з монокристалів  $CdTe$  та  $CdZnTe$ , а також повністю неорганічними перовскітами [6, 7]. Крім того, кристали  $MAPbI_3$  демонструють здатність детектувати альфа та гамма-випромінювання [8] а можливість підбору складу катіонів і галогенідів у кристалах перовскіту  $Cs_xFA_{1-x}PbI_{3-y}Br_y$  покращує стабільність [9].

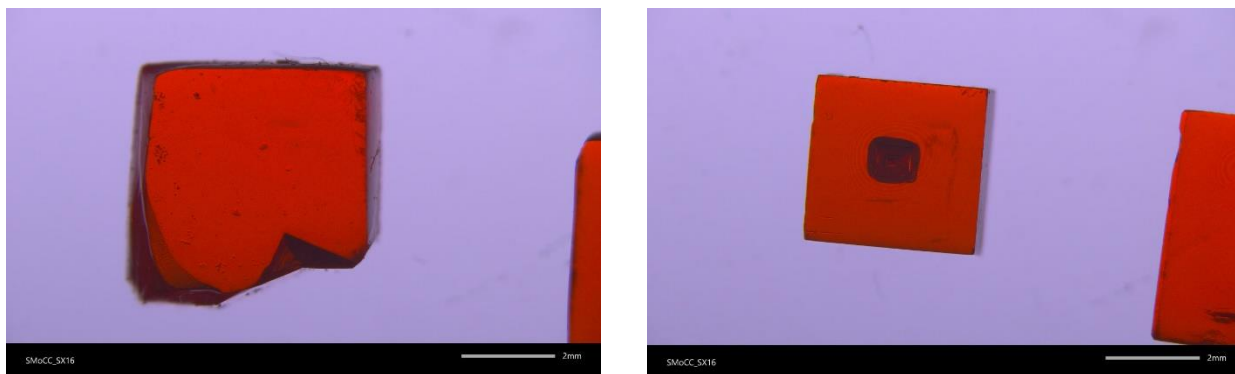


Рис. 2. Перовскітні монокристали  $MAPbBr_3$ , вирощені з розчину DMF (диметилформамід).  
Зображення з оптичного мікроскопа, отримане автором.

Оскільки триваючі дослідження продовжують удосконалювати ці матеріали та відкривати нові сполуки, органічно-неорганічні перовскітні детектори мають потенціал революціонізувати ландшафт технологій радіаційного детектування та моніторингу. Вони мають потенціал стати відносно дешевим та ефективним рішенням для різних застосувань у медичній фізиці, сфері національній безпеки та наукових дослідженнях.

Дослідження частково підтримано фінансуванням НФДУ в рамках проекту «Підвищення якості та безпеки при проведенні променевої терапії онкологічних захворювань і рентгенодіагностики» за реєстраційним номером 2021.01/0211 (конкурс «Наука для безпеки та сталого розвитку України»).

1. S. Stranks, H. Snaith. *Nature Nanotech.* 10 (2015) 391.
2. C.C. Stoumpos et al. *Cryst. Growth Des.* 13 (2013) 2722.
3. Y. He et al. *Nature Photonics* 15 (2021) 36.
4. S.Yakunin et al. *Nature Photon* 9 (2015) 444.
5. M.I. Saidaminov et al. *Nature Communications* 6 (2015) 7586.
6. L. Zhao et al. *Nature Photonics* 17 (2023) 315.
7. Y. He et al. *ACS Photonics* 5 (2018) 4132.
8. Y. Song et al. *Light: Science & Applications* 12 (2023) 85.
9. O. Nazarenko et al. *NPG Asia Materials* 9 (2017) e373.

## ХАРАКТЕРИСТИКА ТА ЗАСТОСУВАННЯ ЯДЕРНОГО СКАНУЮЧОГО МІКРОЗОНДА В ІНСТИТУТІ ПРИКЛАДНОЇ ФІЗИКИ НАН УКРАЇНИ

**О. Г. Пономарьов, В. І. Возний, І. Г. Ігнатсьєв,  
С. В. Колінько, Д. В. Магілін, В. А. Ребров, В. Ф. Салівон**

*Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна*

Ядерний скануючий мікросонд ІПФ НАН України [1, 2] є аналітичним каналом на базі компактного електростатичного прискорювача «Сокіл» з максимальною напругою на високовольному терміналі 2 МВ і призначений для локального аналізу зразків різного походження з високою чутливістю ( $\sim 1 \text{ млн}^{-1}$ ). Загальний вигляд мікросонда показано на рис. 1.



Рис. 1. Загальний вигляд ядерного скануючого мікросонда у складі аналітичного прискорювального комплексу ІПФ НАН України.

Для фокусування пучка іонів водню та гелію застосовується базова зондоформуюча система у вигляді розподіленого ортоморфного квадруплету магнітних квадрупольних лінз з коефіцієнтами зменшення  $D_x \times D_y = 25 \times 25$ . Для зменшення впливу паразитних аберацій у такій системі, пов'язаних з неточністю позиціонування лінз, розроблено інтегровані дублети квадрупольних оригінальної конструкції, виготовлені з цільної заготовки магнітм'якого матеріалу за допомогою високоточної електроерозійної технології [3]. Об'єктний і апертурний коліматори мають конструкцію у вигляді двох схрещених щілин з максимальним зазором 4 мм і точністю переміщення ламелей 2 мкм. Феромагнітна система сканування розташована за останньою квадрупольною лінзою і забезпечує растр сканування  $1 \times 1 \text{ мм}^2$ . Камера зі зразками має форму октаедра і обладнана механізмом прецизійного переміщення зразків за допомогою крокових двигунів і набором детекторів: детектором рентгенівського випромінювання, детектором заряджених частинок і детектором вторинних електронів. Такий набір детекторів забезпечує відповідно такі аналітичні методики, як  $\mu$ -PIXE,  $\mu$ -RBS та SEM. Також є оптичний мікроскоп із CCD, розташований з тильного боку камери. На рис. 2 показано зображення мідної калібрувальної мікрометричної сітки з періодом 63,5 мкм, розташованої на кремнієвій підкладці в результаті одночасного набору растру з трьох детекторів.

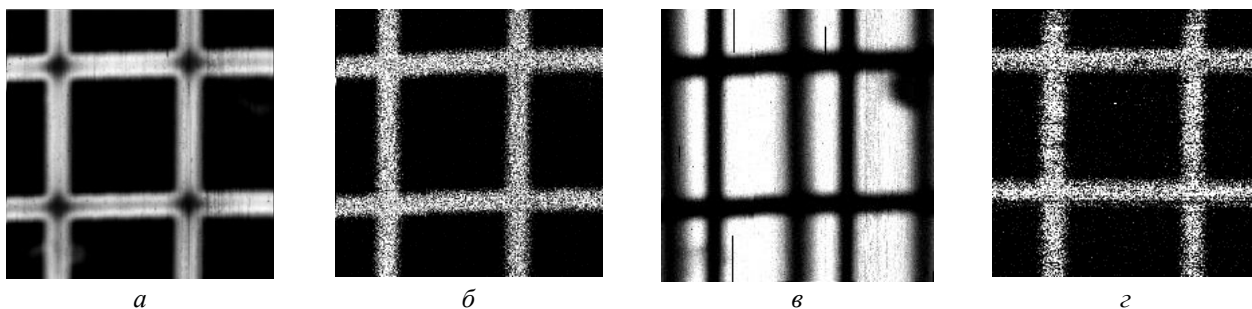


Рис. 2. Зображення мідної сітки: а - SEM; б -  $\mu$ -PIXE (мідь); в -  $\mu$ -PIXE (кремній); з -  $\mu$ -RBS.

На рис. 2, в видно тіні від сітки, розташованої попереду підкладки з огляду на те, що рентгенівський детектор розташований під кутом  $135^\circ$  до осі пучка. Обробка зображень калібрувальної сітки дає змогу визначити розміри (FWHM) сфокусованого пучка на мішені, що становлять 3 мкм при струмі пучка протонів  $\sim 100$  пА. Набір растру здійснюється системою збору даних реалізованої на базі модуля, що реконфігурується NI 7852R з програмованою логікою (FPGA). Модуль працює в режимі реального часу та підключається до персонального комп'ютера високошвидкісним інтерфейсом PCI-Express із буферизацією даних.

У зв'язку зі зростанням масштабів будівництва в Україні перед війною та виявленням пам'яток історичної спадщини виникла необхідність вивчення їх. Ряд таких досліджень було проведено на мікрозонді із застосуванням методики  $\mu$ -PIXE. На рис. 3 наведено  $\mu$ -PIXE аналіз варварських імітацій монет пізнього римського періоду.

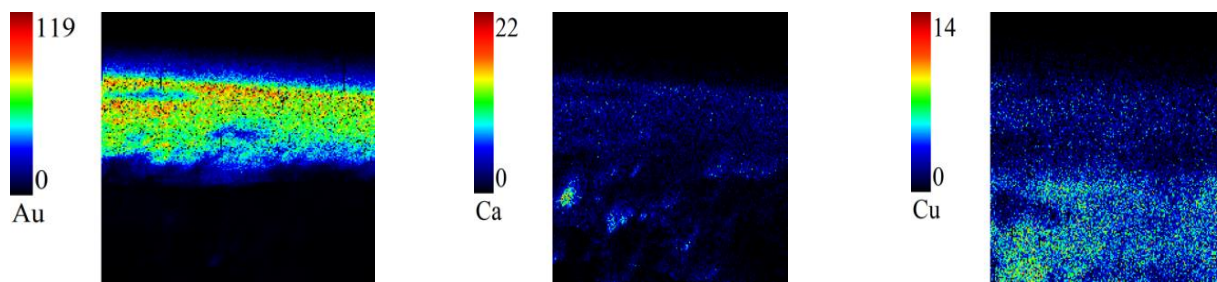


Рис. 3. Двовимірне відображення розподілу елементів у поперечному перерізі зламаної позолоченої монети.

Сумський державний університет проводить дослідження перетворювачів сонячної енергії. За допомогою ядерного мікрозонда визначено рівномірність розподілу хімічних елементів по поверхні поглинаючого шару тонкоплівкових сонячних елементів [4].

Для твердотілого з'єднання нержавіючої сталі з цирконієвим сплавом використовуються тонкі прошарки міді та ніобію на спеціальному обладнанні гарячої вакуумної прокатки Харківського фізико-технічного інституту. Під час циклічного нагрівання на межі стику за допомогою мікрозонда було виявлено виділення сірки на межі зерен мідного прошарку.

Ядерний мікрозонд використовувався для визначення розподілу хімічних елементів у геологічних зразках уранінітів з різних родовищ. Застосування мікрозонда було зумовлено мікрометричними розмірами зразків, що не призводить до необхідності використання гарячої камери. У досліджуваних мінералах виявлено постійні домішки ванадію (0,2 - 1,0 %), заліза (0,14 - 0,4 %) та міді (до 0,13 %). Спостерігалися тверді мінеральні включення мікронних розмірів. Для визначення віку мінералів використовувався метод хімічного датування. Усі зразки зерен урану віком більше кількох мільйонів років містили домішку свинцю (близько 1 %), розподілену так само, як і уран. Це дало змогу припустити радіогенне походження свинцю та зробити оцінки геологічного віку окремих зерен [5].

ІІФ працює над створенням фазово-контрастної рентгенівської установки на основі електростатичного прискорювача. Для створення когерентного рентгенівського випромінювання необхідно було виготовити рентгенівські дифракційні решітки. Для цих цілей використовувався мікрозонд з фокусуванням у тонку лінію із застосуванням протонно-променевої літографії [6].

1. V.E. Storizhko et al. Nucl. Instr. and Meth. B 260 (2007) 49.
2. D.V. Magilin et al. Nucl. Instr. and Meth. B 267 (2009) 2046.
3. V.A. Rebrov et al. Nucl. Instr. and Meth. B 260 (2007) 34.
4. D. Nam et al. Thin Solid Films 562 (2014) 109.
5. A.A. Valter et al. Physics and Chemistry of Minerals 45 (2018) 533.
6. A.G. Ponomarev et al. ВАНТ 4(116) (2018) 285.

## НАУКОВА ДІЯЛЬНІСТЬ ІЯД НАН УКРАЇНИ В ЦЕРН (ДО 70-РІЧЧЯ ЦЕРН)

**В. М. Пугач, В. М. Добішук, С. М. Колієв, О. А. Кот, О. О. Кшиванський,  
О. С. Ковальчук, В. О. Кива, В. Є. Лукашенко, О. Ю. Охріменко, Є. О. Петренко,  
М. В. Пугач, Ю. В. Пилипченко, С. Б. Чернишенко, В. М. Яковенко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Представлено деякі результати діяльності вчених Інституту ядерних досліджень (ІЯД) НАН України в рамках міжнародних колаборацій LHCb, MEDIPX та ENLIGHT (ЦЕРН, Женева).

Колаборація LHCb функціонує вже майже 30 років, її основною метою є дослідження порушення CP симетрії у розпадах важких адронів (beauty, charm) як однієї з можливих причин асиметричної будови Всесвіту. Українські вчені брали участь у створенні кремнієвого трекаера, а також систем моніторингу пучка і фону, розроблених і побудованих в ІЯД НАН України. Дані, отримані в експерименті (як в режимі зіткнення, так і в режимі фіксованої мішені), про розпад важких адронів дали змогу з високою точністю виміряти їхню масу, час життя, частоти осциляцій, співвідношення гілок розпаду тощо або вперше в світі спостерігати/відкрити явище (пента-кварки, рідкісні моди розпаду, CPV тощо). Триває детальний аналіз властивостей нейтральних дивних адронів ( $V^0$ ), що утворюються в  $p-p$  і  $p-Pb$  зіткненнях при енергіях 5,02 і 8,16 TeV. Зокрема, коефіцієнти ядерної модифікації демонструють цікаву залежність від множинності кінцевих станів. Далеко нетривіальні результати отримано при аналізі даних про ультра-периферійне утворення чармонію в  $Pb-Pb$  зіткненнях при енергії 5 TeV. Готуючись до нової серії фізичних вимірювань в експерименті LHCb в епоху HL-LHC з миттєвою світністю  $1,5 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , збільшеною на два порядки порівняно з початковою в першій серії фізичних вимірювань (RUN1), вчені ІЯД НАН України беруть участь у проєкті LHCb UPGRADE II, розробляючи систему моніторингу умов експерименту та фону, придатної також для он-лайн спостереження області миттєвої світності.

З точки зору трансферу технологій мікропиксельні детектори було застосовано в рамках спільних досліджень з колабораціями MEDIPX та ENLIGHT (ЦЕРН), міжнародною асоційованою лабораторією LIA IDEATE (Франція - Україна). Розроблені в ІЯД НАН України мікродетекторні системи, в тому числі металеві мікрострип-детектори товщиною 1 мкм, успішно пройшли випробування в Гейдельберзькому іонному терапевтичному центрі (НІТ, м. Гейдельберг, Німеччина). «Електронні фокальні площини» на основі мікропиксельних (Timerix) детекторів суттєво покращили характеристики лазерного мас-спектрометра (ІПФ НАН України, м. Суми), а також рентгенівського дифрактометра (ІПМ НАН України ім. І.М. Францевича, м. Київ). Уперше в експериментах з ядерної фізики низьких енергій мікропиксельні детектори (Timerix) було застосовано в кореляційних дослідженнях екзо-енергетичної реакції  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ , безнейтронного синтезі, що є (гіпотетично) перспективним джерелом екологічно чистого виробництва енергії а може бути паливом у маневрових ядерно-ракетних двигунах космічних кораблів.

Техніка експерименту з фізики високих енергій кидає виклик найсучаснішим технологіям і стимулює науково-технічний прогрес людства. Цей напрямок діяльності потребує залучення нових інтелектуальних сил, у тому числі з України.

Ці дослідження мають фінансування в рамках проєкту EURIZON, який фінансується Європейським Союзом за грантовою угодою № 871072. Автори висловлюють подяку за фінансову підтримку гранту EIRENE (MPG, Німеччина), а також в рамках Цільової програми НАН України «Участь у новітніх міжнародних проєктах з фізики високих енергій та ядерної фізики».

## МОНІТОРИНГОВА СИСТЕМА УМОВ ТА БЕЗПЕКИ ЕКСПЕРИМЕНТУ CBM (GSI/FAIR)

**М. В. Пугач, В. М. Добішук, В. О. Кива, О. С. Ковальчук, О. О. Кшиванський,  
В. М. Пугач, М. А. Теклішин, С. Б. Чернишенко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Представлено дизайн та очікувані функціональні характеристики системи моніторингу майбутнього експерименту CBM (GSI/FAIR) [1]. Ця система MS-CBM-R1 буде створено в ІЯД НАН України за фізико-технічними принципами металевих фольгових детекторів (МФД). Основними завданнями системи є контроль стабільності та відтворення умов експерименту, включаючи відображення області взаємодії за методом асиметрії відгуку її сенсорів, розташованих навкруги осі пучка в площині, перпендикулярній до осі пучка та симетрично попарно у вертикальному та горизонтальному напрямках. Аналогічна система успішно функціонує в експерименті LHCb (ЦЕРН) [2], продемонструвавши надійну спроможність такого моніторингу.

*Подяка.* Робота виконана в межах проєкту EU #3014 “RMS beam and background online monitoring system in the LHCb experimental environment” стипендіальної програми EURIZON. Цей проєкт отримав фінансування в рамках проєкту EURIZON, який фінансується Європейським Союзом за грантовою угодою № 871072.

1. N. Ahmad et al. (The CBM Collaboration). Technical Design Report for The Micro-Vertex Detector of the CBM Experiment at FAIR. May 20, 2021. GSI, Darmstadt, Germany.
2. S.B. Chernyshenko et al. Nucl. Phys. At. Energy 24(2) (2023) 148.

# ЗАВДАННЯ ДЕКОНВОЛЮЦІЇ СПЕКТРА: ПОРІВНЯННЯ ДВОХ ОСНОВНИХ МЕТОДІВ ВИБОРУ ПАРАМЕТРА РЕГУЛЯРИЗАЦІЇ

О. М. Соколов

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Вибір параметра регуляризації (ПР) – важливий і досі актуальний етап у методі регуляризації розв’язок некоректно поставлених завдань, зокрема, завдання деконволюції спектра, тобто, усунення спотворювального впливу апаратури під час реєстрації експериментальних спектрометричних даних. Завдання зводиться до розв’язку інтегрального рівняння Фредгольма 1-го роду:

$$\int_a^b K(t,s)x(s)ds = y_\delta(t), \quad t \in [c,d], \text{ або, в операторному вигляді, } Kx = y_\delta, \quad (1)$$

де  $x(s)$  – вихідна залежність (неспотворений спектр), що нас цікавить,  $y_\delta(t)$  – отримана в результаті реєстрації спектра апаратурою залежність (зареєстрований спектр),  $\delta$ -рівень її похибки,  $K(t,s)$  – апаратна функція, яка передбачається заданою.

У методі регуляризації [1, 2] розв’язок рівняння (1) з правою частиною  $y_\delta(t)$  замінюється завданням на мінімум функціоналу Тихонова

$$\arg \min_x \left( \|Kx - y_\delta\|_{L_2}^2 + \alpha \|x\|_{W_2^1}^2 \right), \quad (2)$$

яка стійка до похибки в даних, на відміну від завдання (1). Від вибору ПР залежить стійкість розв’язку задачі (2) і відхилення розв’язку  $x_\alpha$  від точного розв’язку вихідної задачі (1). Тому вибору ПР  $\alpha$  приділяється особлива увага. Уведемо параметричні функціонали (функції від параметра  $\alpha$ ):

$$\rho(\alpha) = \|Kx_\alpha - y_\delta\|_{L_2}, \quad (3)$$

$$\gamma(\alpha) = \|x_\alpha\|_{W_2^1} \equiv \left( \|x_\alpha\|_{L_2}^2 + \|x'_\alpha\|_{L_2}^2 \right)^{1/2}. \quad (4)$$

$$\varphi(\alpha) = \|Kx_\alpha - y_\delta\|_{L_2}^2 + \alpha \cdot \|x_\alpha\|_{W_2^1}^2. \quad (5)$$

Усі три функції суворо монотонні. Функції  $\rho(\alpha)$  та  $\varphi(\alpha)$  (нев’язка і функціонал Тихонова) зростають, норма регуляризованого розв’язку  $\gamma(\alpha)$  зменшується [2]. Зазвичай через великий діапазон зміни величин, при зображенні цих функцій на графіку застосовується логарифмічний масштаб по обох осях. Застосування логарифмічного масштабу по осі  $\alpha$  фактично означає, що ми перейшли до нової змінної  $p$ , пов’язаної з  $\alpha$  відношенням  $\alpha = 10^p$  або, інакше,  $p = \log_{10}(\alpha)$ .

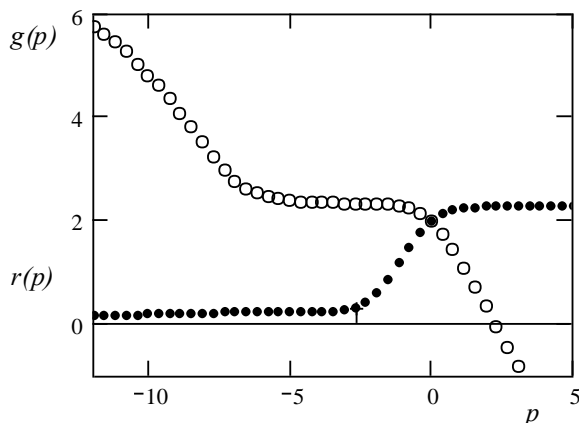


Рис. 1. Функції нев’язки ( $r(p)$  – чорні кружечки) та норми ( $g(p)$ ) – білі кружечки (наведені після заміни змінних, збігаються з нев’язкою  $\gamma(\alpha)$  в лог-лог масштабі).

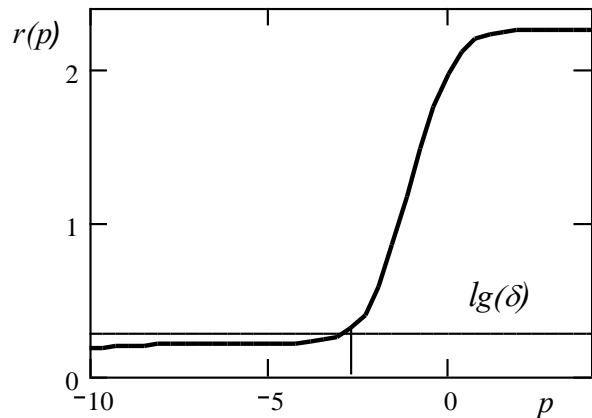


Рис. 2. Визначення ПР за принципом нев’язки.



Перехід до логарифмічного масштабу по осі ординат для  $\rho$  або  $\gamma$  означає заміну змінної виду  $\rho_{new} = \log_{10}(\rho_{old})$  і  $\gamma_{new} = \log_{10}(\gamma_{old})$ . На рис. 1 величини наведено саме після такої заміни змінних.

Методи вибору ПР можна розділити на дві групи. До першої, що передбачає відомим рівень  $\delta$  похибки в даних, відноситься, наприклад, вибір за принципом нев'язки [2] (вибір з умови: нев'язка рівняння (1) на регуляризованому розв'язку така ж, як на точному розв'язку, тобто дорівнює  $\delta$ ). До другої групи методів вибору ПР, що не використовують відомостей про рівень і характер похибки в даних, відноситься привабливий своєю графічною наочністю метод L-кривої [3].

Критерій вибору ПР за принципом нев'язки [2] будується на основі залежності  $\rho(\alpha)$  та зводиться до рівняння

$$\rho(\alpha) = \tau\delta, \tau \approx 1. \quad (r(p) = \log(\delta)). \quad (6)$$

Розв'язку рівняння (6) відповідає точка перетину графіка функції  $r(p)$  і прямий на рівні  $\lg(\delta)$  (рис. 2). Рівень похибки не завжди відомий точно і може бути заданий з помилкою. При цьому при малих значеннях  $\delta$  точка перетину прямий і графіка функції  $r(p)$  визначиться з великою похибкою.

*Вибір ПР за методом L-кривої.* Візьмемо функцію  $g(p)$  норми регуляризованого розв'язку, графік якої наведено на рис. 1, і зробимо ще одну заміну змінної  $p = p(r)$ , користуючись тим, що функція нев'язки  $r(p)$  строго зростаюча і може бути звернена.

Таким чином, ми отримаємо складну функцію норми від нев'язки. При цьому графік норми перетворюється і набуде вигляду, показаного на рис. 3. Це і є L-крива. Вона має характерний вигин, «кут», коли майже вертикальна частина кривої перетворюється на майже горизонтальну ділянку. Критерій L-кривої пропонує вибрати значення ПР  $\alpha$ , що відповідає куту L-кривої.

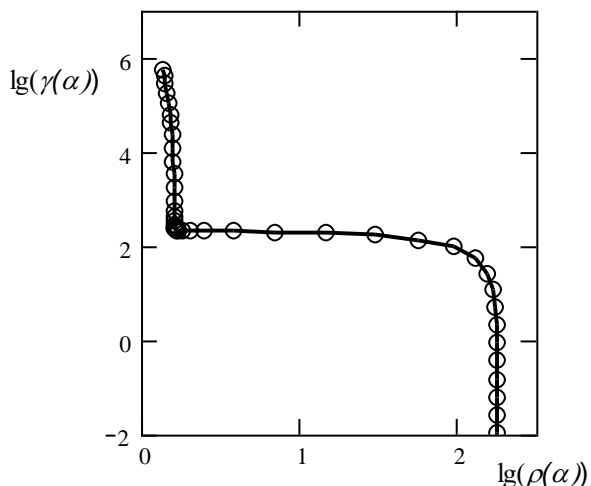


Рис. 3. Типова форма L-кривої, яка задана в параметричному вигляді. Може трактуватися як функція норми від нев'язки в лог-лог масштабі.

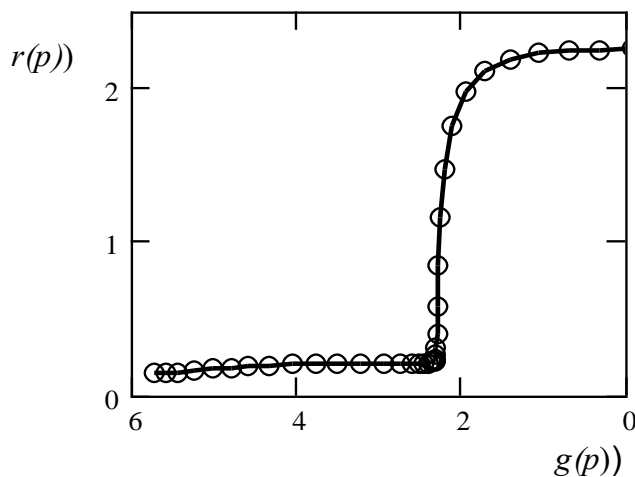


Рис. 4. Поворот графіка L-кривої на  $90^\circ$  проти годинникової стрілки. Може трактуватися як функція норми нев'язки від норми в лог-лог масштабі.

*Неявна схожість зазначених методів вибору ПР.* На рис. 1, де наведено одночасно графіки норми і нев'язки, вертикальна рисочка відзначає межу, де функція нев'язки починає помітне зростання. Точки графіка норми, що лежать ліворуч від цієї межі, при заміні змінної, яка переведе цей графік у L-криву, стиснуться вліво, що лежать трохи правіше – розтягнуться в горизонтальну ділянку. Саме ця межа визначає положення точок в області кута L-кривої і, зауважимо, вона близька до значення ПР, одержуваного за принципом нев'язки. Залежність між нормою  $g$  і нев'язкою  $r$  взаємно-однозначна. Тому L-крива на рис. 3 є як графіком прямої, так і зворотної функції, тобто, функції нев'язки від норми. Для звичного положення осей графіка досить повернути рис. 3 на  $90^\circ$  проти годинникової стрілки. Ми побачимо графік функції  $r(g)$  (рис. 4), схожий на графік  $r(p)$  на рис. 2 і який ми отримуємо з нього після відповідної заміни змінної. Таким чином, L-крива має сильну схожість з графіком нев'язки (з урахуванням повороту). L-криву можна трактувати не тільки як параметрично задану криву, а й як перетворений графік функції норми регуляризованого розв'язку від нев'язки. Від нього вона «успадковує» свої основні властивості. Положення кута визначається головним чином тим, де на графіка нев'язки  $r(p)$  майже горизонтальна ділянка повільного зростання переходить у ділянку помітного зростання. Тому критерій L-кривої і принцип нев'язки повинні давати близькі результати.

1. А.Н. Тихонов, В.Я. Арсенин. Методы решения некорректных задач (Москва: Наука, 1979).
2. В.А. Морозов. Регулярные методы решения некорректно поставленных задач (Москва: МГУ, 1974).
3. P.C. Hansen. The L-curve and its use in the numerical treatment of inverse problems. In: P. Johnston (Ed.) *Computational Inverse Problems in Electrocardiography* (Southampton, WIT Press, 2001) p. 119.

## ПОТОЧНИЙ СТАН ЕКСПЕРИМЕНТУ АМоRE

**Н. В. Сокур**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

АМоRE (Advanced Mo-based Rare process Experiment) [1] – одне з передових досліджень у нейтринній фізиці, серед важливих питань якої наразі є природа маси нейтрино. Дві чинні моделі, діраківська та майоранівська, передбачають різну картину відносно подвійного бета-розпаду ( $2\beta$ ). Згідно з майоранівською моделлю, нейтрино й антинейтрино є тотожними, в такому випадку можливий безнейтринний  $2\beta$ -розпад ( $0\nu 2\beta$ ). Побачити цей процес і є головною ціллю АМоRE. Поточні дослідження досягли чутливості до  $0\nu 2\beta$ -розпаду на рівні  $T_{1/2} \sim 10^{24} - 10^{26}$  р., залежно від досліджуваного ядра. Необхідне подальше підвищення чутливості до рівня оберненої схеми ієрархії мас нейтрино:  $m_\nu \sim (13 - 25)$  МеВ (із  $T_{1/2} \sim 10^{27}$  р.).

Досліджуваним ядром в АМоRE є  $^{100}\text{Mo}$  з енергією подвійного бета-розпаду  $Q_{\beta\beta} = 3034$  кеВ. Експеримент заплановано виконати в три стадії. Збір даних на першій стадії, АМоRE-pilot, проведено з 2015 до 2018 рр. з шістьма кристалами молібдату кальцію із молібдену збагаченого ізотопом  $^{100}\text{Mo}$  і кальцію збідненого на ізотоп  $^{48}\text{Ca}$  ( $^{48\text{обід}}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4 - \text{СМО}$ ) загальною масою  $\sim 1,9$  кг. У вимірюваннях з установкою АМоRE-pilot досягнуто рівня фону в області очікуваного піка від  $2\beta$ -розпаду  $^{100}\text{Mo}$  2,8 - 3,2 МеВ близько 0,38 відліків/(кеВ  $\times$  кг  $\times$  рік) (вккр). Нове обмеження на період напіврозпаду  $^{100}\text{Mo}$  відносно  $0\nu 2\beta$ -розпаду становило  $T_{1/2}(0\nu) > 3,0 \cdot 10^{23}$  р. (90 % довірча ймовірність) [2]. Друга стадія, АМоRE-I, тривала з 2020 до 2023 рр. із 13 кристалами СМО ( $\sim 4,6$  кг) та чотирма кристалами молібдату літію з молібдену збагаченого ізотопом  $^{100}\text{Mo}$  ( $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4 - \text{LMO}$ ,  $\sim 1,6$  кг). Порівняно з першою стадією, в АМоRE-I активність  $^{222}\text{Rn}$  навколо детектора було знижено більш ніж на два порядки (від  $\sim 50$  мБк/м<sup>3</sup> до  $< 10$  мБк/м<sup>3</sup>), потовщено пасивний захист, а мюонне вето повністю покрило чутливий об'єм установки. За поточним аналізом, загальний рівень фону в детекторах СМО становить  $(0,039 \pm 0,004)$  вккр, а в детекторах LMO –  $(0,045 \pm 0,009)$  вккр в області енергій 2,8 - 3,2 МеВ. Із загальною експозицією 3,88 кг( $^{100}\text{Mo}$ )  $\times$  рік отримано обмеження  $T_{1/2}(0\nu) > 3,3 \cdot 10^{24}$  р. (90 % довірча ймовірність).

У наступній стадії, АМоRE-II, яку готують у новій лабораторії Ємілаб на глибині 1000 м.в.е. [3], вимірювання плануються в два кроки з 2025 до 2029 рр з кристалами LMO. На першому кроці буде використано 90 кристалів ( $\sim 24$  кг), на другому  $\sim 360$  кристалів ( $\sim 157$  кг). Поточні найкращі результати з оцінки енергетичної роздільної здатності за температури 10 мК становлять 7,6 – 8,8 кеВ на  $\gamma$ -квантах  $^{208}\text{Tl}$  2615 кеВ. Триває робота з покращення енергетичної роздільної здатності через аналіз властивостей теплових та світлових сигналів у кристалах. Очікуваний рівень фону становить  $\sim 10^{-4}$  вккр, що має забезпечити чутливість до  $0\nu 2\beta$ -розпаду  $^{100}\text{Mo}$  на рівні  $T_{1/2} > 5 \cdot 10^{26}$  р. за 5 років вимірювань.

1. V. Alenkov et al. Technical Design Report for the АМоRE  $0\nu\beta\beta$  Decay Search Experiment. arXiv:1512.05957[physics.ins-det], 93 p.
2. A. Agrawal et al. Background study of the АМоRE-pilot experiment. *Astroparticle Physics* 162 (2024) 102881.
3. K. Park, The new underground facility in Korea, Yemilab. *Journal of Physics: Conference Series* 2156 (2008) 012171.

## ПЕРШІ ТЕСТИ ЯКОСТІ АЛГОРИТМУ РЕКОНСТРУКЦІЇ ТРЕКУ ДЛЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ SUPERNEMO ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ

**К. С. Філоненко<sup>1</sup>, М. Мацко<sup>2</sup>, Ш. Патрік<sup>3</sup>, О. А. Безшийко<sup>1</sup>, Л. О. Голінка-Безшийко<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Кафедра ядерної фізики КНУ імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

<sup>2</sup> IEAP, Чеський технічний університет у Празі, Прага, Чеська Республіка

<sup>3</sup> Единбургський університет, Единбург, Великобританія

Двонейтринний подвійний бета-розпад ( $2\nu\beta\beta$ ) [1] — надзвичайно рідкісний ядерний перехід, при якому два протони, зв'язані в ядрі, одночасно перетворюються на два нейтрони шляхом випромінювання двох електронів і двох антинейтрино. Залежно від ядра, що розпадається, період напіврозпаду змінюється від  $10^{26}$  до  $10^{32}$  с. Цей процес спостерігався в різних ізотопах, таких як  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{76}\text{Ge}$  і  $^{100}\text{Mo}$ .

За останні десятиліття було досягнуто значного прогресу в пошуках безнейтринного подвійного бета-розпаду ( $0\nu\beta\beta$ ) [2]. Це процес, який подібний до  $2\nu\beta\beta$ , але без випромінювання нейтрино. Це гіпотетичний процес порушення лептонного числа лежить поза стандартною моделлю. Відкриття безнейтринного подвійного бета-розпаду матиме значний вплив на фізику елементарних частинок, оскільки його період напіврозпаду безпосередньо пов'язаний з, так званою, ефективною масою нейтрино і може служити для вимірювання трьох мас нейтрино. Така ситуація можлива лише в тому випадку, якщо нейтрино є майоранівською частинкою (частинкою, ідентичною своїй античастинці). Виявлення цього процесу є надзвичайно складним, оскільки, якщо він все ж існує, то його поява на кілька порядків рідша, ніж звичайного  $2\nu\beta\beta$ .

Детектор SuperNEMO є дуже унікальним інструментом, призначеним для пошуку  $0\nu\beta\beta$ . Він розташований у підземній лабораторії Модан (LSM). Основною метою експерименту є відкриття  $0\nu\beta\beta$  в  $^{82}\text{Se}$ . Тим не менш, його унікальний дизайн відкриває можливість для високоточного вивчення  $2\nu\beta\beta$  та його екзотичних гіпотетичних мод. SuperNEMO знаходиться на глибині 1700 м, тому добре захищений від фонового космічного випромінювання (з коефіцієнтом придушення мюонів на рівні  $10^{-6}$ ). Демонстратор дотримується двох основних принципів: надрадіочистий детектор і спеціальна технологія ізоляції фонових подій. Детектор отримує користь від комбінації калориметра та технології реконструкції треку, унікальної в області  $0\nu\beta\beta$ . Трекер, що складається з багатьох лічильників Гейгера (комірок Гейгера), дає змогу відмінно розрізнити фон. Експеримент має на меті бути безфоновим для області  $0\nu\beta\beta$  (для  $^{82}\text{Se}$ ) протягом 2,5 років його роботи.

Ми розглянули алгоритм Томаша Кршіжака [3], розроблений для реконструкції треків електронів. Оригінальна версія програмного забезпечення використовувала метод перетворення Лежандра для визначення положення треку відповідно до даних, зібраних з кожної комірки Гейгера: кожне попадання після деякої обробки має вигляд кола з певним радіусом, центр якого відповідає положенню анода комірки Гейгера, а в ідеальному випадку (частинка не змінила траєкторію, апаратура працювала без помилок) реконструйований трек є загальною дотичною для всіх хітів (областей комірок, що спрацювали).

В останніх версіях для кожного попадання комірки трекера було введено поняття параметра правдоподібності, що відповідає ймовірності точного визначення положення треку відносно попадання. Цей параметр набуває значення від 0 до 1. Параметр правдоподібності треку дорівнює добутку параметрів окремих хітів, що йому належать. Чим ближче значення цього параметра для треку до 1, тим впевненіше можна сказати, що частинка пройшла саме так, як показала реконструкція.

У цій роботі ми виконали перше дослідження поведінки параметрів правдоподібності, щоб перевірити загальну якість реконструкції треків. Ми також дослідили аналогічний  $\chi^2$ -подібний параметр оцінки якості, і порівняли результати, отримані за допомогою двох методологій. Серед кількох запропонованих варіантів ми вибрали найбільш зручний і обґрунтували цей вибір.

1. M. Goepfert-Mayer. Physical Review 48(6) (1935) 512.
2. W.H. Furry. Physical Review 56(12) (1939) 1184.
3. T. Křížák. Development of an algorithm for linear particle track reconstruction in SuperNEMO detector. Bachelor's thesis (Prague, CTU, 2023).

# ДОСЛІДЖЕННЯ ЦИФРОВИХ АЛГОРИТМІВ ФОРМУВАННЯ ЕНЕРГЕТИЧНИХ СПЕКТРІВ ВІД СЦИНТИЛЯЦІЙНИХ ДЕТЕКТОРІВ $\text{CdWO}_4$

**Р. Ю. Чаплинський, Ф. А. Даневич, Е. Є. Петросян, Д. В. Касперович,  
В. Р. Клавдієнко, В. В. Кобичев**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Завдяки високій щільності ( $7,9 \text{ г/см}^3$ ) та високому атомному номеру вольфраму (74) сцинтиляційні детектори на основі кристалів  $\text{CdWO}_4$  мають доволі високу ефективність реєстрації іонізуючого випромінювання, температурну стабільність світловиходу та хорошу енергетичну роздільну здатність, що робить їх придатними для точних вимірювань у фізиці високих енергій та ядерній фізиці, астрофізиці, геології та медицині. Завдяки малій забрудненості детектори на основі  $\text{CdWO}_4$  знайшли застосування у вкрай низькофонових вимірюваннях з пошуку рідкісних процесів, таких як подвійний бета розпад, частинки темної матерії та рідкісні альфа-, бета-процеси [1].

Зрозуміло, що енергетична роздільна здатність (ПШПВ) детектора відіграє дуже важливу роль у покращенні чутливості будь-якого вимірювання. Тому в даній роботі проведено дослідження роздільної здатності алгоритмів трапецієвидного формування сигналу, що знайшли широке застосування для сигналів від  $\text{HPGe}$  та  $\text{NaI}$  детекторів [2] та методу цифрового ідеального інтегратора імпульсів (усереднення вибірок АЦП з вирахуванням постійної складової сигналу) для побудови спектрів, виміряних з детектором на основі  $\text{CdWO}_4$ .

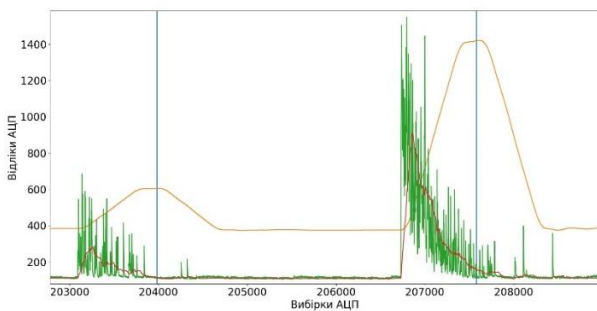


Рис. 1. Форми виміряного (зелений), згладженого (червоний) та сформованого (помаранчевий) сигналів.

фотоелектрон, створений у ФЕП (рис. 1). Тому і виникає інтерес дослідити можливість застосування розповсюджених цифрових алгоритмів для формування енергетичних спектрів від сцинтиляційних детекторів  $\text{CdWO}_4$ .

Дослідження проводилося на даних, накопичених в установці на основі ФЕП Philips XR2412 з високою напругою 1460 В, яка подавалась на фотокатод. На ФЕП було встановлено сцинтиляційний кристал  $\text{CdWO}_4$  розмірами  $3 \times 4 \times 0,2$  мм. Оптичний контакт забезпечувався тонким шаром силіконової змазки. Попередній підсилювач на основі мікросхеми LM6171 було підключено до анода ФЕП. Осцилограф на основі 12-бітного АЦП Analog Devices (AD9022), що працював на частоті 20 мега-вбірок за секунду (20 МВ/с) [4], використовувався для запису форм імпульсів з ФЕП від джерела  $^{241}\text{Am}$  на ПК.

Робота деяких цифрових алгоритмів, використаних у цій роботі, описана в [5]. Оскільки у формах сигналів присутні вузькі сплески, що відповідають фотоелектронам від ФЕП (див. рис. 1), пряме застосування фільтрів ускладнене через спрацювання тригера для вимірювання амплітуди сформованого сигналу на сплесках від одиночних фотоелектронів. Застосовувалися два підходи:

— перед формуванням вхідний сигнал згладжувався алгоритмом рухомого середнього з довжиною вікна 128 вибірок АЦП, а з згладженого сигналу знаходився початок імпульсу і проводилася цифрова фільтрація (формування сигналу).

— із сигналу, отриманого після рухомого середнього, знаходився початок, а сформований сигнал вирахувався за допомогою фільтрів з оригінальної форми.

У випадку алгоритму ідеального інтегратора для інтегрування використовувалася оригінальна форма сигналу, а для визначення початку інтегрування використовувалася усереднений сигнал. Енергетичний спектр, отриманий у результаті трапецієвидного формування сигналу, показано на рис. 2. Залежність ПШПВ від часу формування наведено на рис. 3.

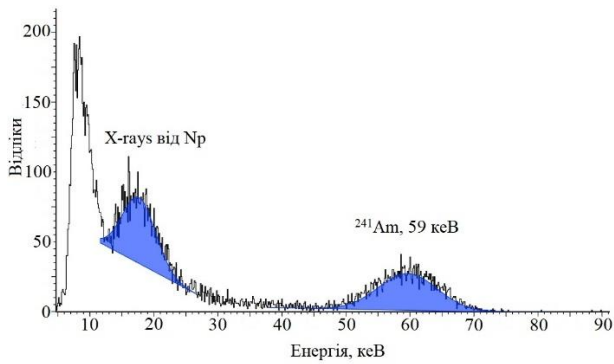


Рис. 2. Енергетичний спектр, отриманий у результаті трапецієвидного формування сигналу.

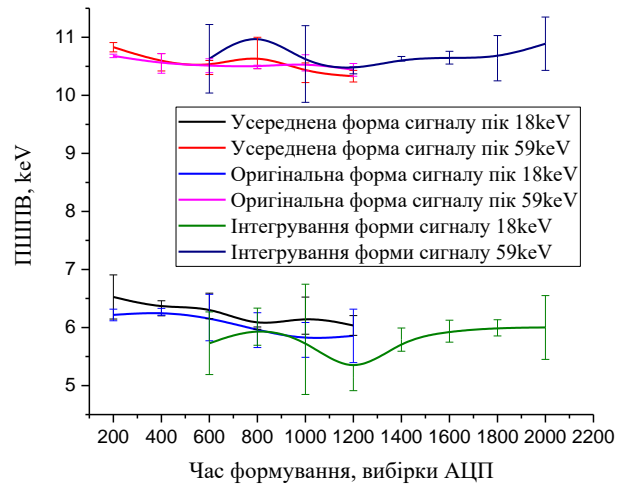


Рис. 3. Роздільна здатність.

З результатів дослідження, представлених на рис. 3, видно, що статистично значимого покращення роздільної здатності залежно від алгоритму обробки не спостерігається. Проте можна зауважити, що для реалізації в цифрових модулях, які працюють в реальному часі, алгоритм ідеального інтегратора потребує значно менше ресурсів. З іншого боку, у випадку підвищеного завантаження виникає проблема розділення накладених імпульсів, яку складно вирішити в рамках алгоритму ідеального інтегратора, тому при підвищених завантаженнях варто використовувати алгоритми, подібні до трапецієвидного формування з коротким переднім фронтом та пласкою вершиною. Також слід зауважити, що отримана ПШПВ по лінії 59 кеВ  $^{241}\text{Am}$  дещо краща, ніж в [1] ( $17,2 \pm 0,1$  % проти 20 %), що можна пояснити використанням згладженої форми сигналу для визначення початку імпульсу. Наступним кроком буде дослідження можливості застосування алгоритмів трапецієвидного формування сигналу в експерименті із збагаченим скінтілятором  $^{106}\text{CdWO}_4$  [6], де сигнали з ФЕП проходять через конденсатор, що спричинює суттєве погіршення роздільної здатності детектора.

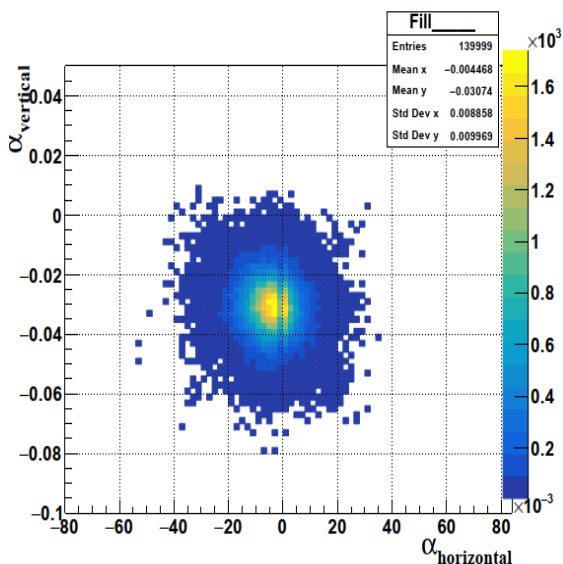
1. L. Bardelli et al. *Nucl. Instr. and Meth. A* 569 (2006) 743.
2. V.T. Jordanov et al. *Nucl. Instr. and Meth. A* 345 (1994) 337
3. M. Kobayashi et al. *Nucl. Instr. and Meth. A* 349 (1994) 407.
4. T. Fazzini et al. *Nucl. Instr. and Meth. A* 410 (1998) 213.
5. Р.Ю. Чаплинський та ін. Дослідження цифрових алгоритмів формування спектрометричного сигналу гамма-спектрометрів на основі германієвих детекторів. У кн.: *Збірник матеріалів конференції «Ужгородська школа з атомної фізики та квантової електроніки», Ужгород, 26 - 27 травня 2022 р. (Ужгород, 2022) с. 99.*
6. P. Belli et al. Low-background experiment to search for double beta decay of  $^{106}\text{Cd}$  using  $^{106}\text{CdWO}_4$  scintillator, *Nucl. Phys. At. Energy* 24 (2023) 193.

# МОНІТОРИНГОВА СИСТЕМА RMS-R3 У ЕКСПЕРИМЕНТІ ЛHCЬ ДЛЯ КОЛАЙДЕРНОГО РЕЖИМУ ТА РЕЖИМУ ФІКСОВАНОЇ МІШЕНІ

**С. Чернишенко, В. Добішук, В. Пугач, В. Кива, О. Охріменко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Система радіаційного моніторингу (RMS-R3), що є оригінальною розробкою ІЯД НАН України [1], забезпечує надійне та ефективне функціонування багатоцільового експерименту ЛHCь (ЦЕРН, Женева), головною метою якого є дослідження порушення CP симетрії в розпадах важких В-мезонів, як однієї із причин асиметричної розбудови Всесвіту (відсутність антиматерії). Протягом 2019 - 2021 рр. здійснено модернізацію детектора ЛHCь [2], що дає змогу проводити дослідження у триваючій третій серії фізичних вимірювань (RUN3, 2022 - 2025 рр.) при збільшеній світності на порядок величини порівняно з номінальною світністю RUN1, RUN2 (2010 - 2018 рр.). У доповіді представлено результати роботи RMS-R3, одержані при протон-протонних зіткненнях при енергії до 13,6 TeV та світності до  $2 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , у свинцево-свинцевих зіткненнях при світності зменшеній на 6 - 7 порядків та у зіткненнях пучка протонів з ядрами фіксованої газової мішені SMOG2 [3]. Наразі дані RMS-R3 забезпечують контроль світності експерименту, а також моніторинг стабільності та відтворюваності умов експерименту через відображення області світності та фону.



Локус асиметрій відгуків сенсорів RMS-R3 (деталі геометрії за посиланням [1]) для зіткнення пучка свинця з ядрами аргону (Ar) фіксованої газової мішені (Дані 03.10.23). По осях: x – асиметрія для модулів «Лівий - Правий», y – асиметрія для модулів «Верхній - Нижній». Серія вимірювань № 9220 (Fill 9220). Енергія пучка 6,8 TeV. Інжекція SMOG2 тривала 5 год.

Нова важлива функція RMS-R3 по спостереженню та відображенню області світності здійснюється за допомогою методу асиметрій для відгуків її сенсорів (рисунок). Отримані результати свідчать про чутливість системи до зіткнень пучка ядер свинця з ядрами газової фіксованої мішені. Зокрема дані для свинцево-свинцевих зіткнень дають змогу зробити висновки щодо поведінки положення області взаємодії відносно відповідних даних для протон-протонних зіткнень.

Продовжується робота з написання кодів для програмного забезпечення у середовищі ЛHCь WinCC [4] та для веб-ресурсу системи моніторингу якості даних MONET. Нове програмне забезпечення RMS-R3 дасть змогу відстежувати миттєву світність та зміни положення області взаємодій з прецизійною точністю в режимі онлайн. Перевагою цих програмних рішень є створення нового інструментарію та повна інтеграція системи RMS-R3 в структуру моніторингу умов експерименту ЛHCь.

*Подяка.* Робота виконана при грантовій підтримці EURIZON Fellowship programme EU #3014 “RMS beam and background online monitoring system in the LHCb experimental environment”.

1. S.B. Chernyshenko et al. RMS-R3 - the system for monitoring region of interaction and background at the LHCb experiment (CERN). *Nucl. Phys. At. Energy* 24(2) (2023) 148.
2. F. Alessio, on behalf of the LHCb Collaboration. The LHCb Upgrades for Run3 and Run4. ICHEP-2020. Prague, 28 July - 6 August 2020. Virtual Conference. 57 p.
3. LHCb Collaboration. LHCb SMOG Upgrade. Technical Design Report. CERN-LHCC-2019-005. LHCb-TDR-020 (2019) 63 p.
4. L. Granado Cardoso et al. LHCb MiniDAQ control system. *EPJ Web Conf.* 214 (2019) 01005.

**PHYSICS GROUNDS AND TECHNICAL SOLUTIONS  
FOR THE LHCb BEAM AND BACKGROUND MONITORING SYSTEM IMAGING  
LUMINOUS REGION ON-LINE**

**S. Chernyshenko, V. Dobishuk, V. Kyva, O. Okhrimenko, V. Pugatch**

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

In high-energy physics (HEP) colliders like HERA and LHC, precise beam and background monitoring is essential for the accuracy and safety of experiments. This presentation provides an overview of the detectors used for monitoring at these colliders, focusing particularly on their roles in ensuring the integrity of data collection and experimental safety. The metal detectors as radiation monitors, discussing the physics of Secondary Electron Emission, and technical implementations such as multi-layered structures with accelerating foils and charge integrators developed at KINR are presented [1].

During the years 2009 - 2018 (Run 1 and 2) it was collected about  $11.1 \text{ nb}^{-1}$  of data (proton-proton collision) was by the LHCb experiment and metal foil detectors were used as sensors in the Radiation Monitoring System (RMS) for the Inner Tracker. Presented results include measurements of charged particle fluences (up to  $18 \cdot 10^{12} \text{ MIP/cm}^2$ ), absorbed doses (up to 4 kGy), and changes in leakage currents (up to 1.5 mA) through silicon sensors during this period. The obtained results were compared with Monte Carlo simulations. Which shows good agreement. Results on the measurement of the integral luminosity of the LHCb experiment are also presented [2].

Between 2019 and 2021, the LHCb experiment underwent an upgrade to operate under conditions of significantly increased luminosity ( $\sim 10$  times), posing a challenge for the creation of an upgraded RMS-R3. This System was successfully developed, tested, and installed at the LHCb experiment as well as successfully commissioned. The results of its operation during data collection from 2021 to 2024 include measurements of the radiation background, control of the interaction point position between beams, and the gas target using asymmetry functions. Additionally, the system was calibrated for measuring the online luminosity of the LHCb experiment and was successfully used for this purpose [3].

In conclusion, ideas for a new RMS for the next upgrade of the LHCb experiment, which will operate under even higher luminosities, are presented.

*Acknowledgment.* The work was carried out within the EU project #3014 “RMS beam and background online monitoring system in the LHCb experimental environment” of the EURIZON scholarship program. This project has received funding through the EURIZON project, which is funded by the European Union under grant agreement No. 871072.

1. V. Pugatch et al. Metal foil detectors and their applications. *Nucl. Instrum. Meth. A* 535(1-2) (2004) 566.
2. O. Okhrimenko et al. LHCb RMS status and operation at 13 TeV. In: *Proceedings of the Third French-Ukrainian Workshop on the Instrumentation Developments for HEP*. Orsay, France, October 15 - 16, 2015, p. 61.
3. S.B. Chernyshenko et al. RMS-R3 - the system for monitoring the region of interactions and background at the LHCb experiment (CERN). *Nucl. Phys. At. Energy* 24(2) (2023) 148.

НЕЙТРОННО-ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В ПАЛИВОВІСНИХ МАТЕРІАЛАХ  
ОБ'ЄКТА «УКРИТТЯ»

**В. І. Борисенко<sup>1</sup>, В. В. Горанчук<sup>1</sup>, М. С. Юров<sup>1,2</sup>**

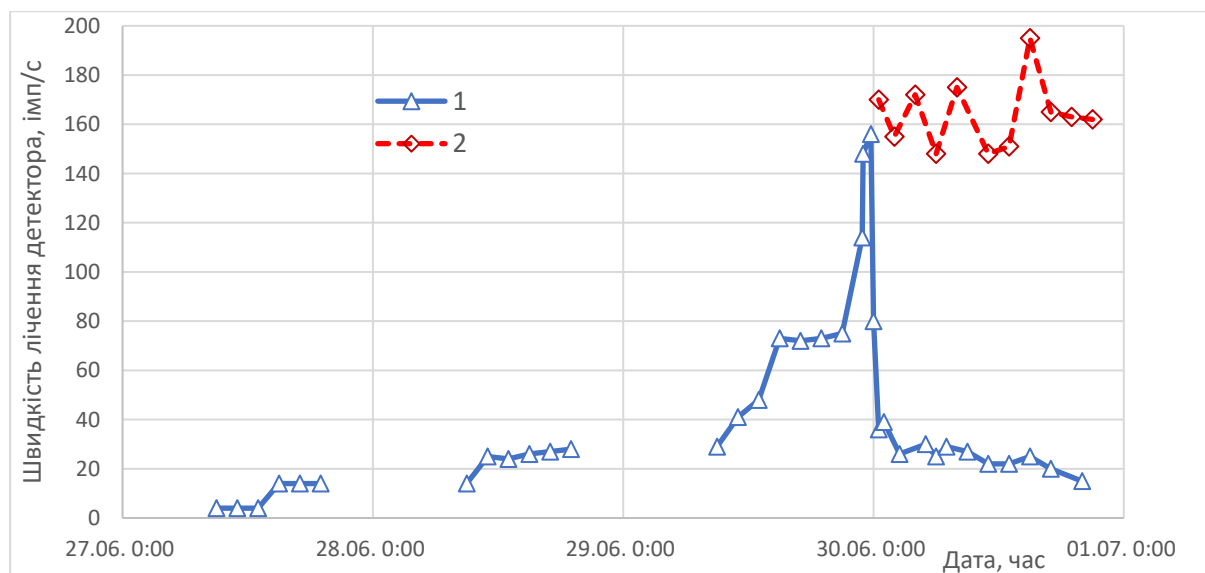
<sup>1</sup> Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Національний технічний університет України «КПІ імені Ігоря Сікорського», Київ, Україна

Оцінка і обґрунтування ядерної безпеки паливовмісних матеріалів (ПВМ) об'єкта «Укриття» (ОУ) є одним з важливих питань як під час тривалого періоду післяаварійного моніторингу ПВМ, так і при плануванні дій щодо поводження з ПВМ при перетворенні ОУ в екологічно безпечну систему. Серед основних завдань при поводженні з ПВМ є забезпечення надійного моніторингу і контролю підкритичності в умовах можливих змін матеріального складу ПВМ і геометрії розташування ядерних матеріалів під час тривалого неконтрольованого зберігання.

Найбільш небезпечним, з точки зору можливості досягнення умов критичності, вважається ядерне паливо у складі лавоподібних паливовмісних матеріалів (ЛПВМ), що знаходяться у приміщенні 305/2. Оціночна кількість урану у приміщенні 305/2 становить  $86 \pm 24$  т.

У червні 1990 р. в ІВС «Фініш» вже було реалізовано реєстрацію нейтронів. На рисунку наведено зареєстровані 27 - 30 червня 1990 р. результати швидкості лічення детектора нейтронів у каналі 50. Саме зареєстровані дані, щодо швидкості лічення детектора нейтронів каналу 50 29 - 30 червня 1990 р., стали основою багатьох гіпотез і моделей, які саме і називають «нейтронний інцидент» («НІ»). Розглянемо різні факти щодо фізичної можливості і обґрунтованості «НІ».



Швидкість лічення по каналу 50.

1 - маркер Δ – експериментальні значення, 2 - маркер ◇ – відновлені дані.

А). Канал 50 з детектором нейтронів КНТ-31 було встановлено за приблизно 10 днів до подій, що розглядаються. Офіційний статус метрологічно атестованої системи ІВС «Фініш» отримала тільки у 1992 р.

Б). Збільшення швидкості лічення у більш ніж ~60 разів у каналі 50 жодним чином не вплинуло на інформацію з інших нейтронних детекторів як самої системи «Фініш», так і комплексу «Шатер».

В). У багатьох роботах припускається, що зареєстровані 29 - 30 червня 1990 р. результати свідчать про досягнення критичності, і навіть тривалу (декілька годин) роботу в режимі осциляцій і потужності, і критичності. У такому випадку, на таку подію, мали б відреагувати не тільки нейтронні детектори, а і детектори ПЕД гамма-випромінювання. Кількість детекторів ПЕД у радіусі до 5 м від КМЗ до ~5 од., і жоден з детекторів на цю подію не відреагував.

Таким чином, наведені факти, щонайменше, свідчать про помилкову роботу каналу 50, а віднесення подій 29 - 30 червня 1990 р., до, так званого критичного або «НІ», практично не підтверджено іншими каналами вимірювань різних інформаційних систем ОУ.

Проведемо оцінку впливу вимушеного поділу в ПВМ на її теплові характеристики. Для такого розгляду приймемо, що залишкове енерговиділення на червень 1990 р. становило ~790 Вт/т U [1], а нейтронна активність за каналом спонтанного поділу актинідів становить ~13 н/с·г U [1].



Припустимо, що у сухому стані ПВМ ефективний коефіцієнт розмноження нейтронів  $K_{\text{эф}} \sim 0,5$ , а під час «інциденту»  $K_{\text{эф}} \sim 0,9999$ , що призведе до збільшення щільності нейтронів у КМЗ у  $\sim 2000$  разів, і згідно із законом зворотного множення, кількість нейтронів буде становити  $130\,000$  н/с·г U. І, навіть якщо, всі нейтрони візьмуть участь у вимушеному поділі ізотопів ядерного палива, то додаткова потужність енерговиділення буде становити  $(130000 \cdot 200 \text{ MeV}) = 4,2 \text{ мкВт/г U}$ .

Порівняно з потужністю залишкових енерговиділень ядерного палива зруйнованого блока, яке становить  $790 \text{ мкВт/г U}$ , є очевидним, що для того щоб вплинути на тепловий стан ядерного палива кількість нейтронів у системі має збільшитися хоча б у  $\sim 100\,000$  разів, що неодмінно буде зафіксовано системами контролю в ОУ.

Додатково наведемо фактичні дані щодо фізичної можливості води «проникати» у пори ЛПВМ. У моделях «НІ» для досягнення критичності у ПВМ необхідно, щоб вода займала  $\sim 25 - 30\%$  загального об'єму ЛПВМ. У збірнику робіт [2] наведено результати експериментального визначення доступної вологості коричневих і чорних ПВМ. Коричневі ЛПВМ мають більш доступний об'єм пор для води, до  $10\%$ , порівняно з чорними ЛПВМ, для яких доступний об'єм пор для води становить  $\sim 4\%$ .

Досягнення критичності, у реальній геометрії ПВМ, для коричневої ЛПВМ з максимальним вмістом урану до  $11\%$  мас. і оптимальної кількості води, можливо тільки у «чистій» суміші ядерного палива і води. Додавання у розмножуючу систему тільки  $\text{SiO}_2$  у відповідній кількості, не дає змоги досягти умов критичності. Зрозуміло, що включення у модель фактичного складу коричневої кераміки (Са, Mg, Mn), переведе розмножувальну систему в гарантовано підкритичний стан. Для того щоб обійти таку «перешкоду», висунуто гіпотезу про можливість утворення у середині ПВМ достатнього об'єму з підвищеним вмістом урану більше  $\sim 40 - 50\%$ . І саме така «серцевина» ПВМ що оточена коричневими ЛПВМ дає змогу досягти умов критичності. Однак, станом на 2024 р., відсутні дані експериментальних вимірювань, в яких вміст урану становить більше  $10\%$ .

Додатково можна оцінити радіаційні наслідки гіпотетичного «НІ».

При загальній кількості актів вимушеного поділу у КМЗ, яка оцінена у  $10^{18}$  буде утворено велика кількість продуктів поділу, серед яких і критично важливі, радіоактивні благородні гази (РБГ), ізотопи йоду, цезію. Для оцінки приймемо, що вихід кожного з ізотопів становить  $\sim 1\%$  (в дійсності, для деяких, більше у рази). Перелічені продукти поділу є газоподібними і легколетючими, тому вони можуть легко вийти з ЛПВМ, пронизаною порами. Таким чином, протягом декількох годин «НІ» в ОУ додатково утворилося мільйони кюрі газоподібної активності, яку не помітили системи радіаційного контролю ні ОУ, ні ЧАЕС, ні зони спостереження, при чутливості систем контролю  $\sim 1 \text{ Бк/м}^3$

Необхідно відзначити і важливість врахування в моделях критичності ядерного реактора зворотних зв'язків. Для додаткового підтвердження такої вимоги проведено дослідження:

1) залежності зміни потужності ядерного реактора при введенні позитивної реактивності зі швидкістю  $10^{-4} \beta/\text{с}$ , для трьох різних комбінацій у значеннях коефіцієнта реактивності за температурою води (КРТВ) і коефіцієнта реактивності за температурою палива (КРТП).

2) залежності зміни потужності ядерного реактора при введенні негативної реактивності зі швидкістю  $-10^{-4} \beta/\text{с}$ , також для трьох різних комбінацій у значеннях КРТВ і КРТП.

Значення КРТВ і КРТП обрано на їх практично мінімальних за абсолютною величиною значенням. Навіть у цьому випадку відмінності у нейтронній потужності у моделі без зворотних зв'язків і у моделі зі зворотними зв'язками відрізняється у  $\sim 3 - 12$  разів тільки за перші  $1000$  с процесу, що моделюється.

Таким чином, використання моделей для опису зміни нейтронно-фізичних характеристик ПВМ без зворотних зв'язків є необґрунтованим.

1. Р.В. Арутюнян и др. *Ядерное топливо в объекте «Укрытие» Чернобыльской АЭС* (Москва: Наука, 2010) 241 с.
2. *Объект «Укрытие» - 10 лет. Основные результаты научных исследований* (Чернобыль, МНТЦ «Укрытие», 1996) 188 с.

## ВИЗНАЧЕННЯ МАС $^{238}\text{U}$ ТА $^{235}\text{U}$ ЗА ЗБІГАМИ НЕЙТРОНІВ У ПАСИВНОМУ РЕЖИМІ

**Л. Голінка-Безшийко<sup>1</sup>, О. Жуков<sup>2</sup>, В. Лебедь<sup>1</sup>, І. Малюк<sup>2</sup>, М. Стрільчук<sup>2</sup>,  
Я. Стрільчук<sup>1</sup>, В. Тришин<sup>2</sup>, К. Маєр<sup>3</sup>, Л. Даллас<sup>4</sup>**

<sup>1</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

<sup>2</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

<sup>3</sup> Об'єднаний дослідницький центр Європейської Комісії, Карлсруе, Німеччина

<sup>4</sup> Відділ виявлення та стримування ядерної контрабанди, Міністерство енергетики США, Вашингтон, США

Аналіз нейтронних збігів є одним з небагатьох методів, що використовується для визначення маси  $^{238}\text{U}$  в пасивному режимі та маси  $^{235}\text{U}$  в активному режимі колодозного лічильника при проведенні ядерної експертизи. Недоліком обох методів є необхідність проведення калібрування лічильника. Використання калібрувальних стандартів унеможливується різноманітністю форм, величин збагачення та відмінністю елементного складу досліджуваних зразків. Можливо єдиним виходом у цій ситуації є використання математичного калібрування системи детектування та процесу реєстрації збігів нейтронів.

У даній роботі ми пропонуємо визначати маси  $^{235}\text{U}$  і  $^{238}\text{U}$  тільки в пасивному режимі з використанням моделі колодозного лічильника на базі бібліотек Geant4 11.2 [1].

Вимірювання проводилося на активному колодозному лічильнику нейтронних збігів JCC-51 з використанням реєстра зсуву JSR-15 та розробленої програми PhantomJSR, оскільки програма INCC 5.04 при малих масах зразків не дає змоги коректно визначати кількість відліків та невизначеність вимірювання потрійних збігів і не реєструє гістограми множинності збігів нейтронів. Програма PhantomJSR забезпечує:

- управління колодозним лічильником JCC-51;
- обчислення невизначеності вимірювання збігів нейтронів;
- попередній аналіз серії вимірювань.

Розроблено модель активного колодозного лічильника нейтронів і програму моделювання нейтронних збігів PhantomAWCC при вимірюванні зразків урану на базі бібліотек Geant4. У програмі використовувалася фізика високої точності QGSP\_BERT\_HP і ThermalNeutronScattering для опису пружного розсіяння теплових нейтронів. Множинність і спектр нейтронів спонтанного поділу  $^{238}\text{U}$  описувалася за допомогою параметрів, наведених у [2]. Крім нейтронів спонтанного поділу  $^{238}\text{U}$  і вимушеного поділу  $^{235,238}\text{U}$  при вимірюванні збагаченого урану відбувається також реєстрація нейтронів, що є продуктами  $(\alpha, n)$ -реакції  $\alpha$ -частинок  $^{234}\text{U}$  на  $^{17,18}\text{O}$ . Для врахування цього процесу ми використовували результати мас-спектрометричного дослідження вмісту  $^{234}\text{U}$  у зразках низького збагачення (у вигляді таблеток), що були проведені лабораторіями МАГАТЕ JRC, LLNL та ІЯД. Вихід нейтронів з реакції  $(\alpha, n)$  в діоксиді урану ми взяли з роботи [3], а спектр нейтронів – з роботи [4].

Проведено вимірювання зразків різних мас на колодозному лічильнику. Діапазон мас зразків становив від 362 до 1802 г. Збагачення зразків за ізотопом  $^{235}\text{U}$  становило 2 %. Для вимірювання були використані зразки палива РБМК у формі таблеток. Отримано швидкості лічби одиночних, подвійних і потрійних збігів. Також проведено моделювання вимірювань нейтронних збігів для мас урану, що досліджувалися, внеску нейтронів з  $(\alpha, n)$ -реакції та внеску процесів, що супроводжують спонтанний поділ  $^{238}\text{U}$  – вимушений поділ  $^{235}\text{U}$  та  $^{238}\text{U}$ . На рис. 1 представлено порівняння експериментальних і модельних залежностей швидкості лічби подвійних збігів нейтронів від маси урану, а на рис. 2 – потрійних збігів.

Спостерігається значний внесок процесів вимушеного поділу  $^{235}\text{U}$  та  $^{238}\text{U}$  у швидкість лічби подвійних і потрійних збігів, а для потрійних збігів при великих масах зразків цей внесок є основним. Максимальний внесок вимушеного поділу  $^{235}\text{U}$  у швидкість лічби потрійних збігів сягає 25 %, тому можна зробити висновок, що при вимірюванні нейтронних збігів у пасивному режимі можна визначити маси  $^{238}\text{U}$  і  $^{235}\text{U}$  не використовуючи активний режим.

Для визначення мас  $^{238}\text{U}$  і  $^{235}\text{U}$  на базі розробленої моделі колодозного лічильника створено програму підгонки по методу найменших квадратів, в якій параметрами, що варіювалися були маси  $^{238}\text{U}$  і  $^{235}\text{U}$ , а підганялися значення модельних швидкостей лічби одиночних, подвійних та потрійних збігів до значень, отриманих експериментально. На кожному кроці підгонки виконувалося моделювання і отримання швидкостей лічби для заданих значень мас ізотопів урану. Вміст  $^{234}\text{U}$  вираховувався з відомого співвідношення  $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$ .

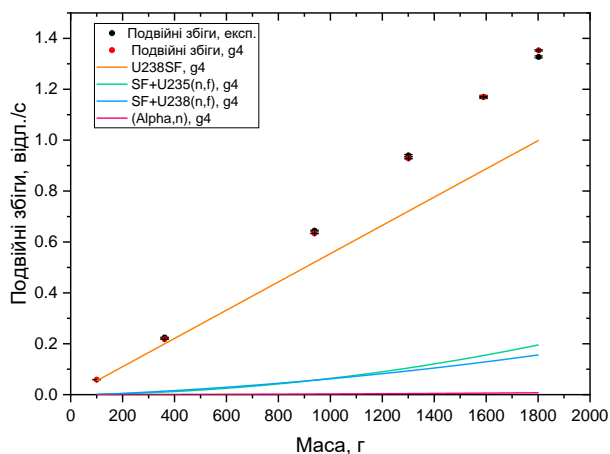


Рис. 1. Порівняння експериментальної і модельної залежності подвійних збігів від маси зразка урану.

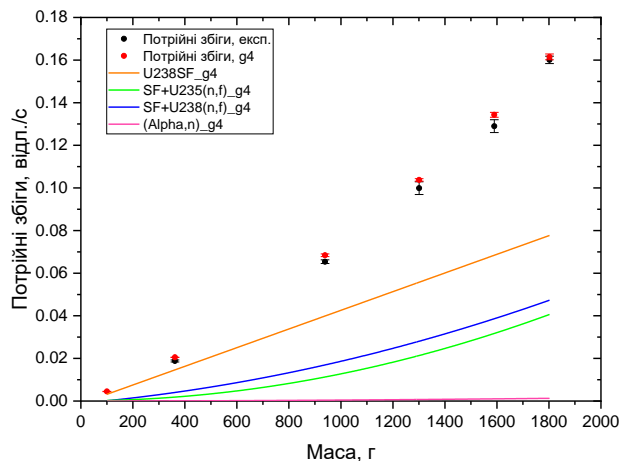


Рис. 2. Порівняння експериментальної і модельної залежності потрійних збігів від маси зразка урану.

На рис. 3 і 4 наведено порівняння отриманих мас ізотопів  $^{238}\text{U}$  і  $^{235}\text{U}$  з розрахованими з ваги зразка і збагачення. Суцільні прямі лінії відповідають умові, що маси ізотопів, які були отримані в результаті підгонки, дорівнюють істинним, точки – маси  $^{238}\text{U}$  і  $^{235}\text{U}$ , отримані в результаті підгонки.

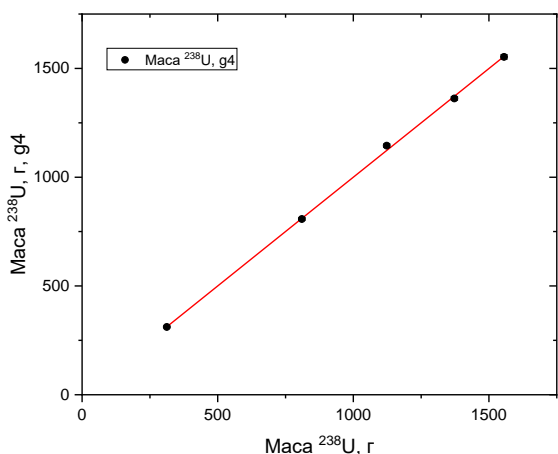


Рис. 3. Порівняння модельних мас  $^{238}\text{U}$  з істинними.

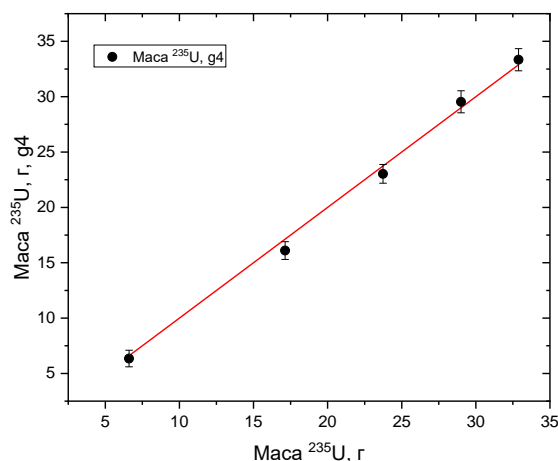


Рис. 4. Порівняння модельних мас  $^{235}\text{U}$  з істинними.

З отриманих результатів можна зробити висновок, що запропонований метод дає можливість визначати масу  $^{238}\text{U}$  з точністю 1 - 2 %, а в зразках низького збагачення за ізотопом  $^{235}\text{U}$ , при масі зразка урану більше 300 г, можна визначати вміст  $^{235}\text{U}$  з точністю до 1 г.

Робота виконана за підтримки проекту УНТЦ 9916.

1. S. Agostinelli et al. Geant4 – a simulation toolkit. Nucl. Instrum. Meth. A 506(3) (2003) 250.
2. J.M. Verbeke, C. Hagmann, D. Wright. Simulation of Neutron and Gamma Ray Emission from Fission and Photofission LLNL Fission Library 2.0.2. Lawrence Livermore National Laboratory. October 24, 2016.
3. T. Murata, K. Shibata. Evaluation of the  $(\alpha, n)$  reaction nuclear data for light nuclei. Journal of Nuclear Science and Technology Suppl. 2 (2002) 76.
4. M.T. Pigni, I.C. Gauld, S. Croft.  $(\alpha, n)$  reactions in oxide compounds calculated from the R-matrix theory. Progress in Nuclear Energy 118 (2020) 103130.

## РОЗРОБЛЕННЯ НОВІТНИХ МЕТОДІВ І ЗАСОБІВ НАВЧАННЯ, СПРЯМОВАНИХ НА ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ ФІЗИЧНОЇ ЯДЕРНОЇ БЕЗПЕКИ В УКРАЇНІ

**С. С. Драпей, В. І. Гаврилюк, В. І. Киришук, Т. В. Вікторенко, А. В. Димчевська, Б. В. Кайдик,  
О. О. Левіна, В. В. Пархоменко, А. В. Самсоненко, Д. С. Фещенко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

У світі з кожним роком збільшується кількість джерел іонізуючого випромінювання, що використовуються в різних сферах людської діяльності, зростає попит на ядерну енергію, започатковуються нові програми з розвитку ядерної енергетики й інших сфер використання ядерної енергії. Широкий розвиток ядерних і радіаційних технологій призводить до збільшення кількості людей, залучених до цієї діяльності, і, як наслідок, – до підвищення ризиків вчинення зловмисних дій щодо радіоактивних матеріалів чи пов'язаних з ними установок. Відповідно до міжнародних угод, учасником яких є Україна, держава має створити всеохоплюючий ефективний режим фізичної ядерної безпеки. Для забезпечення цього держава створює та підтримує відповідний кадровий потенціал у сфері фізичної ядерної безпеки. В Україні нині підвищення кваліфікації фахівців у сфері фізичної ядерної безпеки здійснює єдиний у країні Навчальний центр з фізичного захисту, обліку та контролю ядерного матеріалу ім. Дж. Кузмича (НЦДК) ІЯД НАН України.

Важливу роль у створенні ефективного режиму фізичної ядерної безпеки відіграє людський фактор, що безпосередньо залежить від освіти, підготовки, перепідготовки й підвищення кваліфікації з фізичної ядерної безпеки фахівців підприємств ядерно-енергетичного комплексу, особового складу правоохоронних органів, діяльність яких пов'язана з охороною радіаційно-небезпечних об'єктів та із забезпеченням фізичної безпеки виявлених у незаконному обігу радіоактивних матеріалів, фахівців органів державної влади, інших зацікавлених організацій з відповідної тематики.

Мета НЦДК ІЯД НАН України полягала в підвищенні ефективності та якості навчання у сфері фізичної ядерної безпеки через інтегрування існуючих засобів навчання в навчально-тренувальний комплекс і створення нового багатофункціонального навчально-тренувального комплексу «Навчальна система фізичної ядерної безпеки радіоактивних матеріалів і пов'язаних з ними установок» та проведення дослідної експлуатації комплексу, після якої були розроблені навчальні курси з використанням функціональних можливостей комплексу.

За роки існування НЦДК ІЯД НАН України було створено навчально-тренувальну базу з подальшою модернізацією, до складу якої входять відкритий навчально-тренувальний майданчик «Комплекс інженерно-технічних засобів системи фізичного захисту» (НТМ «КІТЗ СФЗ»), Інтерактивний навчальний комплекс «АЕС з елементами фізичного захисту» і Багатофункціональний корпус ситуаційних вправ (КСВ).

Усі навчальні площадки НЦДК ІЯД НАН України призначені для проведення практичних занять з фізичної ядерної безпеки за програмами підвищення кваліфікації особового складу підрозділів Національної гвардії України, Держприкордонслужби України, ДСНС України, ДБР, УДО, ЗСУ, співробітників Національної поліції України, Антитерористичного центру при СБУ, СБУ, фахівців з фізичного захисту ядерно-енергетичного комплексу України й ліцензіатів.

КСВ використовується при проведенні навчань здобувачів навчальних курсів щодо виявлення та реагування на виявлення ядерних й інших радіоактивних матеріалів, що знаходяться поза регулюючим контролем, через розроблення низки ситуаційних вправ з радіаційної розвідки, першого реагування на виявлення джерел іонізуючого випромінювання (ДІВ) поза регулюючим контролем, ужиття заходів з радіаційного захисту, організації охорони виявлених радіоактивних матеріалів, пакування та відправлення радіоактивних матеріалів.

Під час проведення ситуаційних вправ у КСВ відпрацьовуються заняття з реагування на зловмисні дії правопорушників, імітуються події, що можуть призвести до надзвичайних і кризових ситуацій, пов'язаних з ядерними й іншими радіоактивними матеріалами. Інтеграція КСВ з Навчально-тренувальним майданчиком «Комплекс інженерно-технічних засобів системи фізичного захисту» дає можливість відпрацьовувати взаємодію операторів пультів фізичного захисту й сил реагування підрозділів з охорони чи сил допомоги ззовні під час реагування на дії правопорушників на ядерній установці чи іншому радіаційно-небезпечному об'єкті. Поєднання КСВ з уже функціонуючим НТМ «КІТЗ СФЗ» дає змогу проводити навчання та тренування учасників сил планів взаємодії з реагування на протиправні дії правопорушників на периметрі захищеної зони й в імітованих у КСВ особливо важливих зонах і життєво важливих місцях з використанням центрального пульта

фізичного захисту НТМ «КІТЗ СФЗ». Наразі комплекси такого типу існують тільки у віртуальному вигляді (з використанням віртуальних технологій) без посередньої фізичної взаємодії з елементами СФЗ. Створений НЦДК ІЯД НАН України повноцінний комплекс є унікальним, аналогів якому у світі немає.

Корпус ситуаційних вправ також було апробовано для проведення навчань щодо поводження з ядерними й іншими радіоактивними матеріалами, що знаходяться поза регулюючим контролем, через розроблення низки ситуаційних вправ з радіаційної розвідки, першого реагування на виявлення ДІВ поза межами регулюючого контролю, ужиття заходів з радіаційного захисту, організації охорони виявлених поза регулюючим контролем радіоактивних матеріалів, пом'якшення наслідків втрати контролю над ДІВ.

Реалізація проєкту зі створення Навчально-тренувального комплексу для проведення ситуаційних вправ дала можливість покращити підготовку фахівців, які відповідно до українського законодавства здійснюють функції з фізичного захисту ядерних установок, ядерних матеріалів, радіоактивних відходів, інших джерел іонізуючого випромінювання та інших радіоактивних матеріалів, виявлених поза межами регулюючого контролю [1, 2].

На виконання вимог Закону України «Про освіту» у рамках теми було розроблено, погоджено й затверджено нові навчальні програми з підвищення кваліфікації з фізичного захисту ядерних матеріалів [3]. Згідно із затвердженими програмами було розроблено навчальні курси за темами: «Реагування на радіаційні аварії та пом'якшення їх наслідків», «Культура захищеності та її роль в боротьбі з внутрішнім правопорушником», «Фізичний захист радіоактивних матеріалів під час їх перевезення», «Підготовка експертів із запобігання РХБ загроз та зміцнення національного режиму фізичної ядерної безпеки», «Підготовка експертів для збору й збереження доказів реалізації радіаційних загроз і зміцнення національного режиму фізичної ядерної безпеки».

Протягом 2023 - 2024 рр. було успішно проведено 17 навчальних курсів за вищезазначеними програмами, підвищення кваліфікації пройшли 312 фахівців.

1. Про затвердження Положення про державну систему професійної підготовки, перепідготовки та підвищення кваліфікації фахівців з фізичного захисту, обліку та контролю ядерних матеріалів. Постанова Кабінету Міністрів України від 21 березня 2012 р. №263. Офіційний вісник України 25 (2012) 14, ст. 949.
2. Про фізичний захист ядерних установок, ядерних матеріалів, радіоактивних відходів, інших джерел іонізуючого випромінювання. Закон України від 19 жовтня 2000 р. № 2064-III. Відомості Верховної Ради України 1 (2001) Ст. 1.
3. Про освіту. Закон України Офіційний вісник України 78 (2017) 7, ст. 2392, код акта 87438/2017.

## VVER-1000 FUEL CYCLE MODELING USING SERPENT 2 FOR THE FIRST LOADING OF ZAPORIZHZHIA NPP UNIT 4

**V. V. Ilkovich**

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

The modern safety standards for nuclear reactors require thorough modeling of a wide range of processes taking place within the reactor cores based on comprehensive models using reliable codes. Engineering and precision neutron-physics codes are employed to address practical challenges in reactor physics.

The engineering approach traditionally relies on the Boltzmann equation for neutron transport in the few-group diffusion approximation. In engineering codes, significant simplifications are often included, such as simplified geometry, homogenized nuclide concentrations, and macroscopic cross-sections presented in group form.

Meanwhile, precision codes employing the Monte Carlo method surpass the limitations of engineering approaches and are extensively utilized for modeling new nuclear power plant designs and conducting in-depth analyses of existing reactor operations. These codes directly simulate neutron transport within the reactor environment from inception to absorption or escape. Neutron interactions with the nuclei of the environment are simulated using libraries of neutron-physical constants obtained from evaluated nuclear data files. Notably, the precision code Serpent 2 [1] stands out as one of the most prevalent software solutions implementing the Monte Carlo method for neutron transport simulations in reactors.

Serpent 2 allows comprehensive modeling of an entire reactor, enabling detailed representation of each individual component, channel, or cell within the reactor core. Therefore, this code has been used in developing a highly detailed model of the VVER-1000 reactor [2], including its core and adjacent reactor internals, with minimal simplification.

Regrettably, the Serpent 2 code does not include a thermal-hydraulic module, which would allow for temperature feedback in calculations. However, in the report [3], I presented a solution to this issue for stationary states and slow transient processes to incorporate the effects of coolant density and fuel temperature.

Using the developed model, computational studies were conducted to investigate the power distribution within the reactor core during the burnup of the first fuel loading of Zaporizhzhia NPP Unit 4. One of the main findings of the research was the normalized power distributions of fuel assemblies at the beginning and end of the fuel cycle, which is illustrated in Fig. 1.

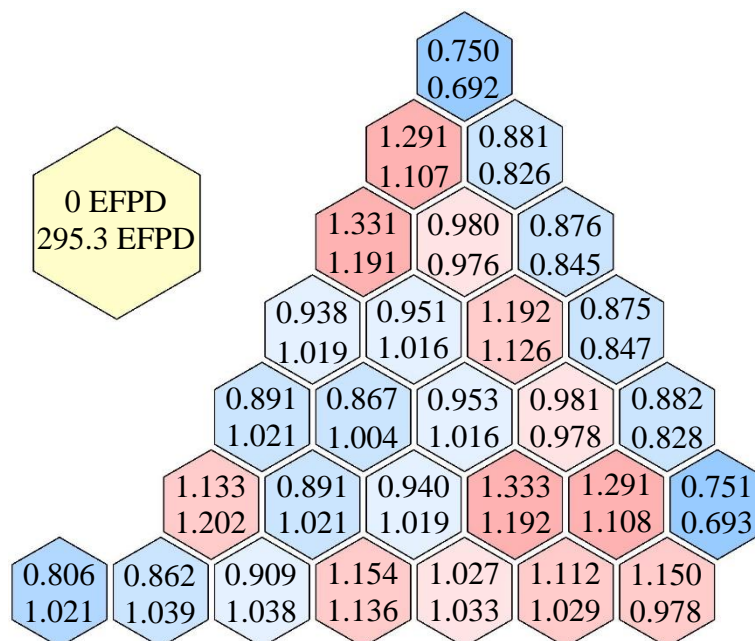


Fig. 1. Normalized fuel assembly power distributions at the beginning and end of the first fuel cycle of Zaporizhzhia Nuclear Power Plant Unit 4 (hexagons are color-coded according to data at 0 EFPD).

Furthermore, power distribution profiles were obtained for each fuel assembly divided into 24 layers at the beginning and end of the fuel cycle. The normalized results of this study averaged across all fuel assemblies, are depicted in Fig. 2.

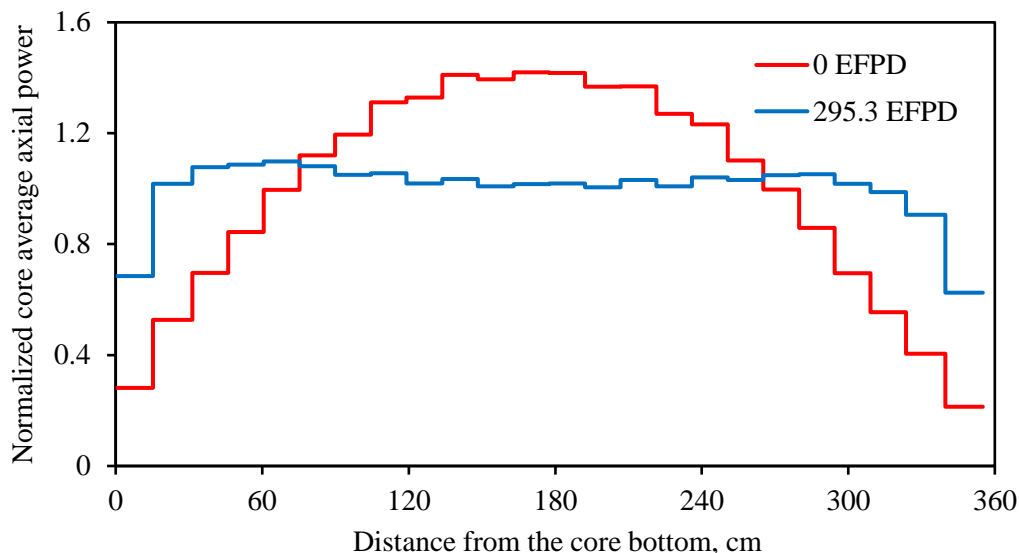


Fig. 2. Normalized core average axial power distributions at the beginning and end of the first fuel cycle of Zaporizhzhia Nuclear Power Plant Unit 4.

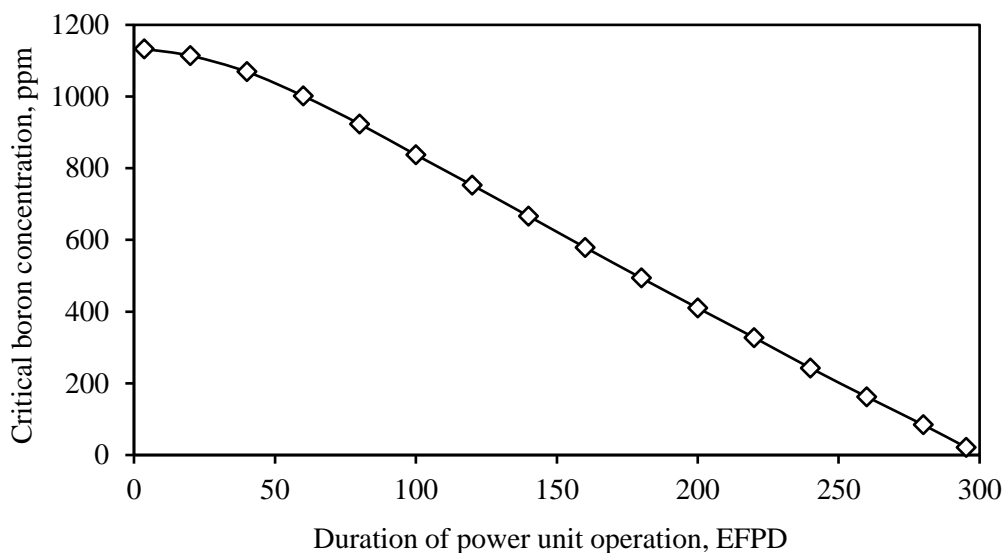


Fig. 3. Critical boron concentration in the coolant during the first fuel cycle of Zaporizhzhia Nuclear Power Plant Unit 4.

During the calculations, the critical boron concentration in the coolant was automatically adjusted using the Serpent 2 function “set iter nuc” at each burnup stage. This boron concentration iterated over the entire fuel cycle, is shown in Fig. 3.

1. J. Leppänen et al. *Annals of Nuclear Energy* 82 (2015) 142.
2. V.V. Ilkovich. VVER-1000 reactor model using the Serpent 2 code for core power distribution calculation. *Nucl. Phys. At. Energy* 24 (2023) 344. (Ukr)
3. V.V. Ilkovich. Thermal-hydraulic part of the VVER-1000 reactor model for calculations of core power release by Serpent 2 code. In: XXX Annual Scientific Conference of the Institute for Nuclear Research of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine, September 25 - 29, 2023. Abstracts for reports (Kyiv, 2023) p. 116. (Ukr)

## RADIOACTIVE AEROSOLS IN THE UNDER-ARCH SPACE OF THE NEW SAFE CONFINEMENT

**O. K. Kalynovsky, V. O. Krasnov, P. V. Sabenin**

*Institute for Safety Problems of NPP, National Academy of Sciences of Ukraine, Chornobyl, Ukraine*

The analysis results of radioactive aerosols (RA) monitoring inside the New Safe Confinement (NSC) complex are presented in the article. The analysis included the data of unorganized releases through the openings in the light roof of the Shelter Object (SO) were sampled by accumulation plates located on the Shelter light roof and monitoring of RA in air near accumulation of lava-like fuel-containing materials (LFCM).

The  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{154}\text{Eu}$  determination in RA samples was carried out by  $\gamma$ -spectrometry complex consisting of HPGe detector with beryllium window and Genie 2000 (CANBERRA) programs. It should be noted that the composition of long-lived nuclides (LLN) in radioactive releases from the beginning of the 2000s is almost constant and contains:  $\Sigma\alpha$ -LLN ( $^{238,239,240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ) and  $\Sigma\beta$ -LLN ( $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ). To estimate  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$  and plutonium isotope activity in aerosols, the correlation ratios with  $^{241}\text{Am}$  activities in samples and their ratios with  $^{241}\text{Am}$  activities in spent fuel of power Unit 4 were used [1 - 3].

Assessments of surface radioactive contamination of SO structures at various levels carried out in 2021 were: on light roof (+ 63 m) for  $\Sigma\alpha$ -LLN – 21 kBq/m<sup>2</sup> and  $\Sigma\beta$ -LLN – 740 kBq/m<sup>2</sup>; - by the southern wall of turbine hall (+ 10 m) for  $\Sigma\alpha$ -LLN – 0,04 kBq/m<sup>2</sup> and  $\Sigma\beta$ -LLN – 2,5 kBq/m<sup>2</sup>.

The average annual values of the radioactive release rate throughout openings and splits in the light roof were in 2021 for  $\Sigma\alpha$ -LLN – 0,041 Bq/(m<sup>2</sup>·day) and  $\Sigma\beta$ -LLN – 1.9 kBq/(m<sup>2</sup>·day); in 2022 for  $\Sigma\alpha$ -LLN – 0.015 Bq/(m<sup>2</sup>·day) and  $\Sigma\beta$ -LLN – 0.96 kBq/(m<sup>2</sup>·day); in 2023 for  $\Sigma\alpha$ -LLN – 0.042 Bq/(m<sup>2</sup>·day) and  $\Sigma\beta$ -LLN – 1.7 kBq/(m<sup>2</sup>·day). The average annual values of the fallout density of RA on the light roof were in 2021 for  $\Sigma\alpha$ -LLN – 0.037 Bq/(m<sup>2</sup>·day) and  $\Sigma\beta$ -LLN – 1.9 kBq/(m<sup>2</sup>·day); in 2022 for  $\Sigma\alpha$ -LLN – 0.018 Bq/(m<sup>2</sup>·day) and  $\Sigma\beta$ -LLN – 0.9 kBq/(m<sup>2</sup>·day); in 2023 for  $\Sigma\alpha$ -LLN – 0.039 Bq/(m<sup>2</sup>·day) and  $\Sigma\beta$ -LLN – 1.9 kBq/(m<sup>2</sup>·day).

Insignificant deviations in the unorganized release rate of RA in 2021, and 2023 indicate the stabilization of the process of RA releases from the premises of the SO into the under-arch space during a staff operation of the NSC-SO complex.

During the analysis period from 2021 to 2023, in room 012/7 (+ 0 m ), the average annual volume activity (VA) of  $^{137}\text{Cs}$  increased by 3 times, and  $^{241}\text{Am}$  by 2 times; in room 012/15 (+ 3 m ), the mid-year activity of  $^{137}\text{Cs}$  increased 42 times, and  $^{241}\text{Am}$  practically did not change; in room 210/7 (+ 6 m ), the average annual activity of  $^{137}\text{Cs}$  increased by 10 times, and  $^{241}\text{Am}$  decreased by 3 times; in room 304/3 (+ 12 m ), the average annual volumetric activity of  $^{137}\text{Cs}$  increased by 2.5 times, and  $^{241}\text{Am}$  increased by 1.5 times. A significant increase in the activity of  $^{137}\text{Cs}$  in the premises of the SO is associated with the generation of RA at the lower levels in the places of drying of radioactively contaminated water accumulations. At the same time, variations in the activity of  $^{241}\text{Am}$  are insignificant, since  $\alpha$ -LLN, mainly, falls into aerosols during the degradation of FCM.

Our assessment of the minimum rate of radioactive aerosol generation carried out according to data of monitoring radioactive release are: for  $\Sigma\beta$ -LLN – 140 kBq/(m<sup>2</sup>·year) and for  $\Sigma\alpha$ -LLN – 2.9 kBq/(m<sup>2</sup>·year). The assessment of  $\Sigma\alpha$ -LLN is reasonably close to that of other researchers of  $\Sigma\alpha$ -LLN – 3.9 kBq/(m<sup>2</sup>·year) [4].

The main stocks of radioactive dust are accumulated on the upper levels of the SO structures. The forecast estimates of the annual growth of surface radioactive contamination of horizontal structures on the light roof are for  $\Sigma\alpha$ -LLN 10 kBq/m<sup>2</sup> and for  $\Sigma\beta$ -LLN 600 kBq/m<sup>2</sup>.

The significant increase in surface radioactive contamination must be taken into account when planning measures for the dismantling of unstable structures SO.

1. A.A. Borovoi, et al. Definition of fuel nuclear-physical properties of ChNPP Unit 4. IBRAE USSR AS. (Moskva, 1991) 20 p. (Rus)
2. N.A. Loshchilov et al. Radiochemistry 34 (5) (1992) 125.
3. A.K. Kalynovsky, O.O. Odintsov, L.B. Chikur Problems of Nuclear Power Plants' Safety and of Chornobyl 26 (2015) 90. (Rus)
4. V.P. Badovsky et al. Problems of Nuclear Power Plants' Safety and of Chornobyl 20 (2013) 68. (Rus)



## МАЛІ МОДУЛЬНІ РЕАКТОРИ: МОЖЛИВОСТІ, БЕЗПЕКА, ЕКОНОМІКА, ПАЛИВНІ ЦИКЛИ

**В. М. Павлович**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Малі модульні реактори (ММР) – це ядерні реактори порівняно малої потужності – умовною границею є 300 МВт(е), виконані в інтегральній конструкції – модулі, що містить реактор і всі допоміжні конструкції разом з парогенератором, який повністю виготовляється на заводі і постачається на місце встановлення у готовому вигляді. Межа у 300 МВт(е) вибрана із міркувань безпеки – приблизно з реакторів такої потужності у разі аварії може бути відведене залишкове тепло радіоактивного розпаду за рахунок природної конвекції теплоносія без втручання людини.

На сьогодні існує велика кількість проектів (на 2020 р. МАГАТЕ визначила 72 проекти) на різноманітних принципах: PWR, BWR, HTGR, FR (Na або Pb), TWR тощо. У цей огляд не ввійшло ще приблизно 30 проектів. Більшість з цих проектів є концептуальними, деякі є деталізованими, а деякі є готовими до розгляду регулюючими органами країн-розробників. Наразі побудовано: у Китаї ММР що охолоджуються водою під тиском, в Індії побудовано реактор, що охолоджується важкою водою, у Китаї також побудовано високотемпературний газовий ММР, у Китаї та Японії побудовано газові ММР для тестових цілей, в РФ (м. Певек) побудовано ММР морського базування (на кораблі). У Білібіно поряд з Певеком вже давно побудовано малий реактор (11МВт(е)), який виводиться з експлуатації. Зараз будуються два PWR (в Аргентині і Китаї) і FR (BREST) у РФ (наразі фінансування припинено). Звичайно, існує велика кількість військових реакторів, в основному корабельних, більшість з них підпадають під визначення ММР, які ми розглядати не будемо.

Вважається, що ММР мають ряд переваг перед реакторами великої потужності. Серед них:

- пасивні засоби безпеки завдяки малим розмірам та компактності,
- модульність виготовлення (на заводі),
- менші напруження активності і менші точкові викиди тепла,
- можливість побудови підземних або підводних станцій (зайвий бар'єр безпеки),
- модульність дає можливість спрощеного нарощування потужності на даній локації,
- менша потреба у доступі до води для охолодження, що дає можливість побудови у віддалених районах, де відсутня електрична мережа,
- після закінчення терміну експлуатації є можливість видалити модуль (або замінити його новим).

Також вважається, що ММР мають можливість працювати у режимі відслідковування навантаження у мережі. Це твердження не є точним. Циклічні теплові навантаження на внутрішньо реакторні матеріали, які виникають при швидких і частих змінах потужності окремого реактора в режимі відслідковування навантаження, мають місце для реакторів будь-яких типів незалежно від розміру. На великих західно-європейських реакторах такі зміни дозволені з обмеженнями по швидкості зміни і по абсолютній величині зміни. Зрозуміло, що такі ж обмеження можна встановити і для ММР, які будуть побудовані з високоякісних матеріалів за відповідними технологіями.

Все це стосується, перш за все, реакторів, що охолоджуються водою під тиском PWR, CANDU і BWR. Для високотемпературних газових реакторів, які використовують паливо типу TRISO (TRISO-паливо у вигляді сфер діаметром 6 см («м'яч для гольфу») складається з центрального ядра (UO<sub>2</sub>), покритого чотирма шарами з трьох різних ізотропних матеріалів. Перший шар, що покриває ядро, пористий вуглецевий буферний шар, наступний шар – піролітичний вуглець, за яким йде шар керамічного карбїду кремнію (SiC), призначений для утримання продуктів поділу і зміцнення сфери. Зовнішній шар виготовлено з графіту. TRISO-паливо не руйнується ні тиском газоподібних продуктів поділу, ні високою температурою (до 1600 °). У результаті ймовірність аварії з руйнуванням палива таких обмежень не існує. Отже такі реактори можуть відслідковувати навантаження мережі за рахунок регулювання нейтронного потоку в окремому реакторі, тобто потужності реактора.

Це також відноситься до реакторів з рідким паливом на розплавлених солях актинідів – дуже перспективний тип реакторів, який поки що не реалізовано у металі, хоча перші критичні експерименти були проведені у США на початку 60-х років минулого сторіччя.

Досвід роботи реакторів із свинцевим теплоносієм на підводних човнах під час швидких змін режимів дає змогу стверджувати, що такі або однотипні реактори можуть працювати в режимах з відслідковуванням навантаження в мережі без втрати цілісності палива.

Взагалі, відслідковування навантаження за рахунок регулювання нейтронного потоку є невигідним економічно, тому що при цьому економія палива є дуже незначною, порівняно зі зміною потужності. Тому коли говорять, що ММР здатні працювати в режимах з відслідковуванням навантаження в мережі, мається на увазі таке. Якщо на атомній електростанції встановлено декілька ММР, то така станція може працювати у гнучкому режимі за рахунок того, що надлишок електроенергії переключасться з електричної мережі на когенерацію – виробництво промислового або побутового тепла, або водню, або опріснення морської води тощо. Для цього необхідно, щоб така можливість була обумовлена конструктивно, тобто проект ММР повинен передбачати можливість когенерації.

Ще однією привабливою рисою ММР може вважатися зменшена первинна капіталоемність побудови одного реактора, зменшений термін його побудови і зменшені ризики будівництва взагалі, зменшена площа розташування порівняно з реакторами стандартної потужності 1000 - 1500 МВт. Хоча в перерахунку на одиницю потужності вартість таких реакторів виявляється значно більшою, при первинному будівництві приблизно в 1,5 раза. Зрозуміло також, що із збільшенням масштабів виробництва (кількості реакторів) їхня вартість суттєво спадає. За деякими оцінками вона може зрівнятися з вартістю повномасштабних реакторів при виробництві близько 40 ММР. Отже, в цілому вартість електроенергії, що буде вироблятися на ММР, виявиться значно дорожчою, ніж на реакторах великої потужності.

Існують ситуації, коли дорожчання електроенергії може бути компенсоване іншими вигодами від використання даної технології. Можливо така ситуація виникне в Україні, коли доведеться замінювати зруйновані російськими ракетами вугільні електростанції на атомні станції з ММР. Ці атомні станції будуть розташовані у місцях з визначеною потребою в електроенергії, з розвинутою енергетичною інфраструктурою, що мінімізує витрати підключення до мережі. Крім того, така заміна буде йти у руслі основної тенденції світової енергетики – декарбонізації електричної генерації. Крім того, одне з перших завдань будівництва атомної електростанції – вибір місця розташування буде автоматично розв'язано.

Практично кожне питання, пов'язане з будівництвом атомної станції з ММР, зокрема, економіка, паливний цикл, маневреність, поводження з відходами тощо суттєво визначається типом реактора і конкретним проектом, який буде обрано для будівництва цієї станції. Два таких проекти (NuScale) і SMR-160 (Holtec International) розглядаються як найбільш перспективні для впровадження в Україні у найближчій перспективі.

На подальшу перспективу варто звернути пильну увагу на реактори на швидких нейтронах, особливо на реактори на розплавлених солях, що дасть змогу частково вирішити проблеми ресурсів і відходів.

## **РАДІАЦІЙНЕ ЕНЕРГОВИДІЛЕННЯ У ВНУТРІШНЬОКОРПУСНИХ ПРИСТРОЯХ ВВЕР-1000**

**С. М. Пугач, О. В. Гриценко, В. М. Буканов**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Однією з робіт, що виконується при обґрунтуванні можливості безпечної експлуатації енергоблока з ВВЕР-1000 в понадпроектний період, є оцінка технічного стану його внутрішньокорпусних пристроїв (ВКП). Програма оцінки технічного стану ВКП [1] передбачає проведення розрахунків з метою отримання розподілу енерговиділень під дією повного спектра нейтронного та гамма-опромінення. У відділі проблем дозиметрії ядерних реакторів Інституту ядерних досліджень НАН України для цієї мети використовується пакет програм власної розробки, який було розроблено шляхом модернізації пакета програм MСРV [2] для виконання розрахунків транспорту нейтронів та гамма-квантів методом Монте-Карло з використанням сучасних точкових бібліотек мікроконстант.

Розрахунки розподілу енерговиділень було виконано для ряду паливних кампаній, які було обрано в результаті аналізу паливних завантажень, що були реалізовані на АЕС України з ВВЕР-1000. Критерієм вибору кампаній були характеристики паливних завантажень, що впливають на величину потоку нейтронів з активної зони реактора.

У роботі аналізуються отримані розподіли енерговиділень у вигородці та шахті внутрішньокорпусній ВВЕР-1000.

Аналіз отриманих результатів, зокрема, показав, що вклад енерговиділення від нейтронів у повне енерговиділення становить менш ніж 5 %.

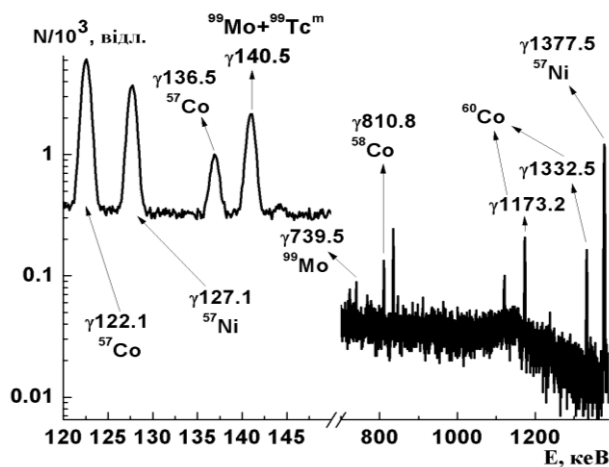
1. ПМ-Т.0.03.333-23. Типова програма оцінки технічного стану та продовження строку експлуатації внутрішньокорпусних пристроїв ВВЕР-1000.
2. В.Н. Буканов и др. Пакет программ MСРV для расчета функционалов нейтронного потока, воздействующего на корпус ВВЭР-1000. Препринт ИЯИ НАН Украины КИЯИ-05-6 (Київ, 2005) 28 с.

# ФОТОАКТИВАЦІЙНИЙ АНАЛІЗ ЕЛЕМЕНТНОГО СКЛАДУ РАДІОАКТИВНИХ МЕТАЛІЧНИХ МАТЕРІАЛІВ З АЕС

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

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Останніми роками нами була розроблена фотоактиваційна методика для ідентифікації шкідливих радіонуклідів, розпад яких не супроводжується випромінюванням гамма-квантів. Основою цієї методики є активність  $^{60}\text{Co}$ , що дає змогу використовувати відносний метод, усуваючи з розрахунку потоки нейтронів та знижуючи систематичну невизначеність. У зразках, які необхідно дослідити перед опроміненням проводяться вимірювання і надійно фіксується  $^{60}\text{Co}$ . Після опромінення потужним потоком гальмівних  $\gamma$ -квантів у цих зразках ідентифікуються як  $^{58}\text{Co}$ , так і інші радіонукліди. Знаючи активність кобальту та склад конструкційних матеріалів з домішкою кобальту, можна оцінити кількості радіоактивних нуклідів, які напрацьовуються в (n,  $\gamma$ )-реакції при роботі реактора в конструкційних матеріалах. Було проведено дослідження радіоактивних та конструкційних матеріалів АЕС [1 - 4]. Слід також проводити дослідження радіоактивних металічних матеріалів АЕС і тому дана робота присвячена цьому.



Фрагмент  $\gamma$ -спектра активованої мішені металу. Його маса 2 г, а тривалість перебування в зоні роботи АЕС 1 рік.

Для цього на прискорювачі М-30 Інституту електронної фізики НАН України (м. Ужгород) [5] пучком гальмівних  $\gamma$ -квантів з граничною енергією 19 МеВ опромінювалися зразки радіоактивних металів протягом 3 год. Струм електронів становив при цьому 1 мкА. Як гальмівна мішень використовувався металічний зразок танталу прямокутної форми товщиною 1,05 мм, за яким на відстані близько 50 см розташовувалися досліджувані зразки. Гамма-спектр типового опроміненого зразка металу наведено на рисунку.

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

### Питомі активності одного з досліджуваних зразків, Бк/г

$^{57}\text{Ni}$	$^{58}\text{Co}$	$^{99}\text{Mo}$	$^{51}\text{Cr}$	$^{54}\text{Mn}$
82(3)	0,145(7)	1,92(20)	27(1)	0,343(17)

$= 0,031$  та  $^{59}\text{Co}/^{100}\text{Mo} = 0,3$ . Ідентифікована активність  $^{60}\text{Co}$  становила 0,45 Бк/г.

У гамма-спектрах зразків надійно виділено активності  $^{57}\text{Ni}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{99}\text{Mo}$ ,  $^{51}\text{Cr}$  та  $^{54}\text{Mn}$ , величини яких наведено у таблиці. З отриманих даних використовуючи співвідношення (4а) з [3] та (1) з [6] розраховано такі співвідношення кількостей стабільних атомів:  $^{59}\text{Co}/^{58}\text{Ni} =$

При отриманні вищезгаданих співвідношень у всіх випадках використовується середньозважений вихід як реакції  $^{59}\text{Co}(\gamma, n)^{58}\text{Co}$ , так і інших ( $\gamma, n$ )-реакцій, необхідних для ідентифікації кількості атомів відповідного радіонукліда. При цьому для отримання виходів використовуються перерізи з двох джерел: модельовані в коді TALYS-1.96 [7] та експериментальні, отримані різними групами дослідників для монохроматичних гамма-квантів. У всіх випадках середньозважені виходи, отримані з цих джерел, збігаються між собою в межах невизначеності. Для розрахунку співвідношення кількості атомів у всіх випадках ми використовуємо згортку з експериментальними перерізами.

З врахуванням отриманих даних, використовуючи формули 6 з [2] та 2 з [6] було розраховано такі активності радіонуклідів, розпад яких не супроводжується гамма-випромінюванням:  $A(^{63}\text{Ni}) = 11(1)$  мБк/г,  $A(^{59}\text{Ni}) = 105(11)$  мкБк/г,  $A(^{93}\text{Mo}) = 0,150(18)$  мкБк/г та  $A(^{99}\text{Tc}) = 0,032(3)$  мБк/г.

Досліджувані зразки перебувають у місці, в якому домінують теплові та епітеплові нейтрони з енергією до 10 еВ, а у функціях збудження відповідних (n,  $\gamma$ )-реакцій для даного енергетичного діапазону відсутні резонанси. Перерізи захоплення цих нейтронів описуються формулою

$\sigma \sim \sigma(E = 0,025\text{eV}) \cdot V(E = 0,025\text{eV})/V(E)$  де  $V(E)$  – швидкість нейтронів. Як видно, при відносних вимірюваннях можна використовувати дані для енергії нейтронів 0,025 еВ. При цьому внески епітеплових нейтронів скорочуються при отриманні підсумкової формули, а внесками швидких нейтронів можна знехтувати. Отже для розрахунку вищезгаданих активностей радіонуклідів, розпад яких не супроводжується випромінюванням  $\gamma$ -квантів використовувалися табличні значення перерізів саме для теплових нейтронів.

Сумарна похибка активностей отримувалась як корінь квадратний із сум квадратів похибок співвідношень атомів, отриманих вище, похибок табульованих перерізів ( $n, \gamma$ )-реакцій та похибок квантових виходів, ефективностей реєстрації та площ піків  $\gamma$ -квантів, які супроводжують розпад ядер  $^{60}\text{Co}$ . Похибка потоку нейтронів не враховувалась, оскільки потоки скорочуються. Систематична похибка оцінювалася проведенням вимірювань на іншому спектрометрі. Вона знаходилася в межах 1 - 2 %. У наших вимірюваннях похибки становили 10 - 12 % і пов'язані, переважно, із похибками середньозважених виходів ( $\gamma, n$ )-реакцій, які використовуються при розрахунку співвідношень.

Використовуючи розроблений фотоактиваційний метод, отримано активності  $^{59,63}\text{Ni}$ ,  $^{93}\text{Mo}$  та  $^{99}\text{Tc}$  в зразках радіоактивних металічних матеріалів з АЕС. Даний метод більш ефективний порівняно з традиційними радіохімічними методами в зв'язку з великою масою опромінених металічних матеріалів та радіоактивних відходів, які утворюються на АЕС та складністю радіохімічних методів.

1. V.A. Zheltonozhsky et al. J. of Envir. Rad. 227 (2021) 106509.
2. В.О. Желтоножський та ін. Ядерна фізика та енергетика 23 (2022) 207.
3. V.O. Zheltonozhsky et al. Ukr. J. Phys. 67(10) (2022) 707.
4. В.О. Желтоножський та ін. Ядерна фізика та енергетика 24 (2023) 293.
5. S.P. Karica, V.N. Melekhin. *The Microtron* (London: Harwood Academic, 1978) 204 p.
6. В.О. Желтоножський та ін. Визначення вмісту  $^{93}\text{Zr}$ ,  $^{99}\text{Tc}$  та  $^{93}\text{Mo}$  в радіоактивних матеріалах АЕС У кн.: XXX Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Анотації до доповідей, Київ, Україна, 25 - 29 вересня 2023 (Київ, Інститут ядерних досліджень НАН України, 2023) с. 112.
7. A.J. Koning, S. Hilaire, M. C. Duijvestijn. TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling. In: AIP Conference Proceedings. Proc. of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Santa Fe, USA, 26 September - 1 October, 2004 (Washington, 2005) p. 1154.

## ВИХІДНІ ПОДІЇ ЗАГРОЗ – ПОЧАТКОВА ТОЧКА ОЦІНКИ ЗАГРОЗ ЯДЕРНИХ УСТАНОВОК

**А. В. Самсоненко<sup>1,2</sup>, Є. М. Письменний<sup>1</sup>, С. С. Драпей<sup>2</sup>, С. В. Клевцов<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»,  
Київ, Україна

<sup>2</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Імовірнісний аналіз безпеки (ІАБ) застосовується для кількісної оцінки безпеки АЕС, більше, ніж 50 років у світі та був запроваджений в Україні. Методи, що використовуються ІАБ пройшли перевірку часом та досвідом експлуатації АЕС.

У традиційному ІАБ вихідна подія (ВП) – це будь-яка подія, що потребує спрацювання аварійного захисту на атомній електростанції. Виконання ІАБ для створення комплексної імовірнісної моделі енергоблока вимагає розробки якомога повнішого переліку ВП. Події у цьому переліку визначають відправні точки для аварійних послідовностей, які можуть призвести до пошкодження активної зони реактора. Таким чином, частота ВП має прямий вплив на результати оцінки частоти пошкодження активної зони і потребує якомога більш коректного розрахунку.

Наслідки невірно визначених ВП різноманітні. Занадто великий перелік ВП, ніж необхідно (наприклад, через неправильне групування), призведе до надвеликого витрачання ресурсів через необхідність аналізу великої кількості додаткових аварійних послідовностей. Відсутність ВП в ІАБ означає, що частота пошкодження активної зони буде занижена на величину частоти ВП, помножену на суму умовних імовірностей реалізації аварійних послідовностей. Таким чином, неповний перелік ВП або недостатньо точне визначення частоти ВП, як правило, призводить до неправильної оцінки частоти пошкоджень активної зони.

Для ІАБ відбір, групування та оцінка частоти ВП є одним з найважливіших завдань, які необхідно виконати під час виконання ІАБ 1-го рівня для АЕС.

У «Порядку проведення ІАБ атомних електростанцій» ВП класифікуються на внутрішні ВП та небезпеки (внутрішні та зовнішні небезпеки). Внутрішні ВП – це апаратні відмови на станції або неправильна робота обладнання станції через людські помилки або через проблеми людино-машинного інтерфейсу. Зовнішні небезпеки (часто звані зовнішніми подіями) – це події, що виникають за межами АЕС і створюють екстремальні умови, спільні для декількох систем станції. Внутрішні небезпеки, що виникають у межах станції, створюють подібні екстремальні умови і включають внутрішнє затоплення, пожежу тощо [1].

Концепція ВП для ІАБ була введена в дослідженні Комісією з ядерного регулювання США з безпеки реакторів (КЯРБ) у 1975 р. разом з методологією дерева подій [2].

У фізичній ядерній безпеці (ФЯБ) немає аналогів описаного вище процесу, тому для адаптації методології ІАБ для ФЯБ пропонується ввести нове поняття – «вихідна подія загрози», за аналогією до визначення у ІАБ. Приймаючи, що «вихідна подія загрози» (ВПЗ) – це будь-яка неправомірна дія, що потребує виконання відповідних функцій системою ФЯБ об'єкта, на якому здійснюється поводження з радіоактивним матеріалом. Відповідно до моделі ІАБ ми розглядаємо внутрішню ВПЗ, пов'язану з людським фактором від осіб, які мають санкціонований допуск на об'єкта (внутрішній правопорушник) та зовнішню ВПЗ – з боку зовнішнього правопорушника.

Для створення методики ідентифікації та групування ВП для імовірнісного аналізу ФЯБ ядерної установки (ЯУ) потрібно проаналізувати причини виникнення загроз. МАГАТЕ пропонує джерела інформації, які потрібно використовувати для отримання інформації про загрози. Ними є розвідувальні дані, та інші джерела інформації, що стосуються загроз, які можуть надати достовірну інформацію для розробки системи ФЯБ (система фізичного захисту ЯУ).

Що стосується формування переліку національних ВПЗ в сфері ФЯБ можуть бути використані національні та міжнародні джерела розвідувальної інформації. До таких джерел інформації можна віднести дані, отримані від розвідувальних організацій (включаючи органи безпеки), організації комп'ютерної та інформаційної безпеки, правоохоронних органів, Міжнародної організації кримінальної поліції, регулюючого органу з ФЯБ та інших компетентних органів, митних та прикордонних органів, військових формувань, вантажовідправників та перевізників, офіційних урядових звітів, звітів ліцензіатів про інциденти, баз даних, що ведуться міжнародними організаціями тощо [3].

Наприклад ВПЗ є проведення мітингів та демонстрацій у межах санітарно-захисної зони ЯУ, перешкодження «зеленими» активістами потрапляння персоналу на робочі місця, спроба

проникнення через КПП людей ЯУ без наявної спеціальної перепустки (зовнішня ВПЗ) та допущення до виконання обов'язків осіб з персоналу, стан здоров'я яких за результатом періодичного медичного огляду не дає можливості їм працювати на посадах, які вони займають, розповсюдження шкідливого програмного забезпечення, неврахування заходів з фізичного захисту в планах аварійної готовності (внутрішня ВПЗ).

Потрібно на майбутнє врахувати додаткові загрози, що виникли під час повномасштабного вторгнення (які раніше не враховувалися або вважалися малоймовірними). З причин втрати контролю над двома ЯУ ми повинні припустити що агресор має несанкціонований доступ до систем фізичного захисту об'єктів, складу та функціонування систем фізичного захисту ЯУ, допуску та доступу до об'єктів та маршрутизації, що дає змогу йому змодельовати принципи роботи, склад та основний функціонал інженерно-технічні засоби системи фізичного захисту (ІТЗ СФЗ) об'єктів (зовнішня ВПЗ). Також існує ймовірність використання захоплених систем для проведення навчань і тренувань своїх підрозділів для здійснення нападу на ядерні об'єкти України (внутрішня ВПЗ). З чого можна зробити висновок про необхідність перегляду певних нормативно-правових документів, які регулюють функціонування системи фізичного захисту ЯУ, удосконалення методики оцінки загроз, архітектуру та технічні рішення ІТЗ СФЗ діючих об'єктів, а на час вирішення цих питань внести в базу ВПЗ ці загрози, які в подальшому будуть виключені з моделі без додаткових навантажень на систему.

Також для наповнення бази ВПЗ ФЯБ можливо є необхідність використання потенційних загроз, які є характерними для інших об'єктів критичної інфраструктури, та адаптування таких загроз за аналогією до ЯУ.

При формуванні бази даних ВПЗ важливим є збір та аналіз даних, які викликали суспільний резонанс або мали суттєві наслідки на навколишнє середовище, або на забезпечення безпеки об'єкта.

Нами було проведено аналіз, розглянуто певні ВПЗ та апробовано на Гіпотетичній ЯУ з урахуванням вимог діючого українського законодавства щодо ФЯБ. Результати показали, що використання поняття та принципів щодо оцінки ВП, який використовується в ІАБ може бути застосований до ФЯБ, проте необхідно розробити додатковий алгоритм для категоризації ВПЗ і надати їм вагового фактора безпеки. Якщо дана модель буде апробована та буде використовуватись об'єктами ядерно-енергетичної галузі то це, на нашу думку, значно підвищить рівень ФЯБ установок України та знизить фінансові і часові ресурси на проведення заходів з безпеки.

1. Procedures for Conducting Probabilistic Safety Assessments of Nuclear Power Plants (Level 1), Safety Series No. 50-P-4, IAEA, Vienna (1992).
2. Nuclear Regulatory Commission, Reactor Safety Study: An Assessment of Accident Risks in US Commercial Nuclear Power Plants, Rep. WASH-1400-MR (NUREG/75-014), Washington, DC (1975).
3. [National Nuclear Security Threat Assessment, Design Basis Threats and Representative Threat Statements. Implementing Guide. IAEA Nuclear Security Series No. 10-G \(Rev. 1\) \(Vienna, IAEA, 2021\) 54 p.](#)

# SELF-SUSTAINING TRAVELING WAVE OF NUCLEAR FISSION PROPAGATED BY EPITHERMAL NEUTRONS IN A $UC_2$ MEDIUM

**M. R. Shcherbyna, K. O. Shcherbyna, V. O. Tarasov, S. I. Kosenko, S. A. Chernezhenko**

*Odesa Polytechnic National University, Odesa, Ukraine*

Traveling wave reactor (TWR) represents an advanced nuclear reactor design with potential advantages over traditional models. In the TWR, the nuclear reaction front progresses through the fuel material (Fig. 1), converting fertile material into fissile material as it advances. This concept offers the promise of improved fuel utilization and reduced waste generation compared to conventional reactor designs. Furthermore, it may facilitate the utilization of unconventional fuels such as depleted uranium or thorium, which are abundant and currently considered waste products in nuclear fuel cycles.

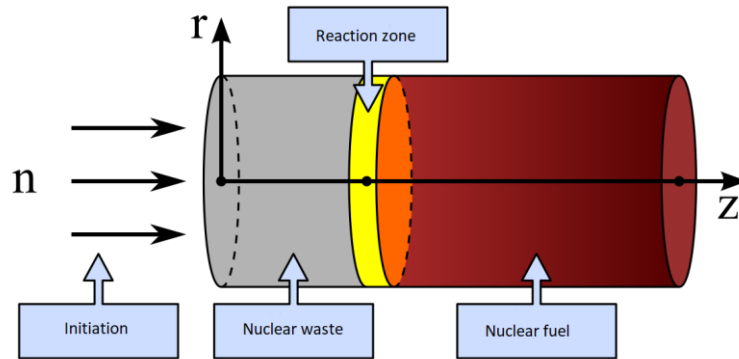


Fig. 1. Concept of self-sustaining traveling wave of nuclear fission in cylinder.

In this report, we present the results of 3D modeling of the self-sustaining traveling wave of nuclear fission propagated by epithermal neutrons in a cylindrical  $UC_2$  medium with 15 % enrichment by  $^{235}U$  at the outlet [1 - 4]. To initiate reactions, an external source of neutrons was utilized, and the base of the cylinder was subjected to a neutron flux of  $10^{15} \text{ cm}^{-2}\text{s}$  for 30 days. The diameter of modeled cylindrical medium is 10 cm and the length is 15 cm. Our findings indicate that under such conditions, it is feasible for the system to reach a state of a stable and self-sustaining wave of fission moving through the depth of the medium.

Based on articles [1, 2], we selected a system of 17 interconnected nonlinear differential equations to accurately describe neutron-nuclide interactions. The cylinder area was discretized, and the differential equations were numerically integrated over volume and time in each segment of the cylinder, satisfying the balance condition. This approach led us to a system of linear equations that can be solved algebraically, for instance, using the tridiagonal matrix algorithm.

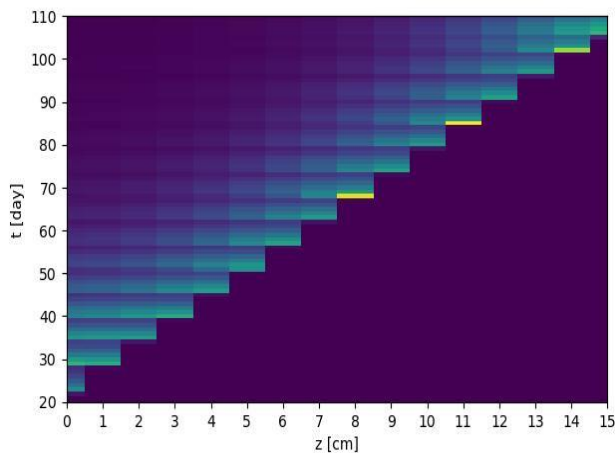


Fig. 2. Evolution of neutron field along length in the center of cylinder.

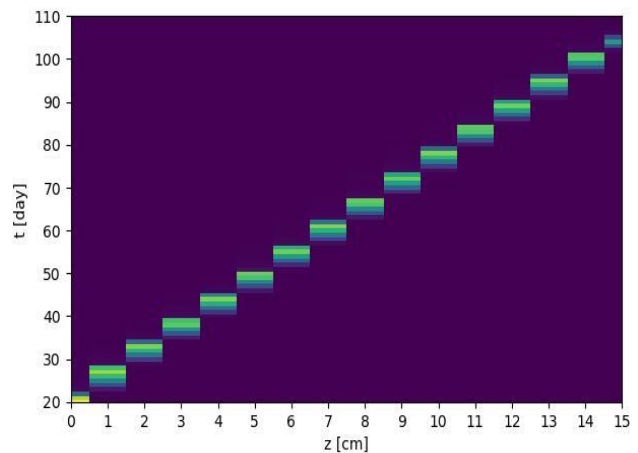


Fig. 3. Evolution of  $^{239}Pu$  field along length in the center of cylinder.

The obtained results provide insight into the interdependencies of neutron and nuclide fields, particularly the neutron-plutonium relationship (Figs. 2 and 3), as the front of the plutonium fission wave plays a primary role in the studied system. Fluctuations in the neutron field with period approximately 5 days were observed



(Figs. 2 and 4). It is obvious that such fluctuations are described by accumulation of critical concentration of  $^{239}\text{Pu}$  and its subsequent rapid burnout (Figs. 4 and 5). According to Fig. 3, we assume it is possible to turn off external source of neutrons after 20 days of its work since the critical concentration of  $^{239}\text{Pu}$  is accumulated to this time. Based on the results, we assessed an approximate velocity of the wave of nuclear fission at approximately 55 cm/year.

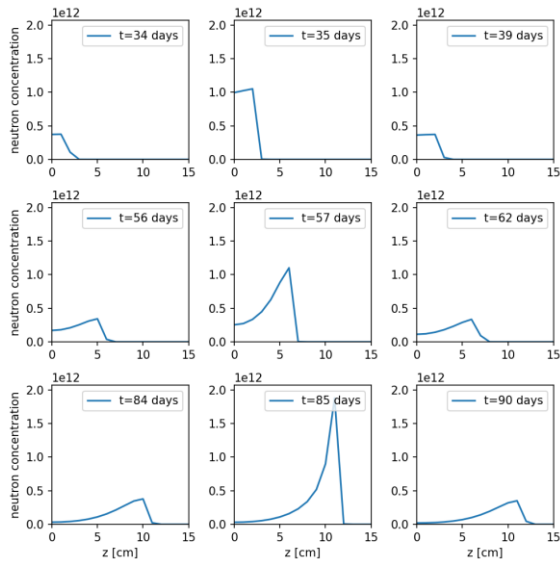


Fig. 4. Fluctuations of neutron field along length in the center of cylinder.

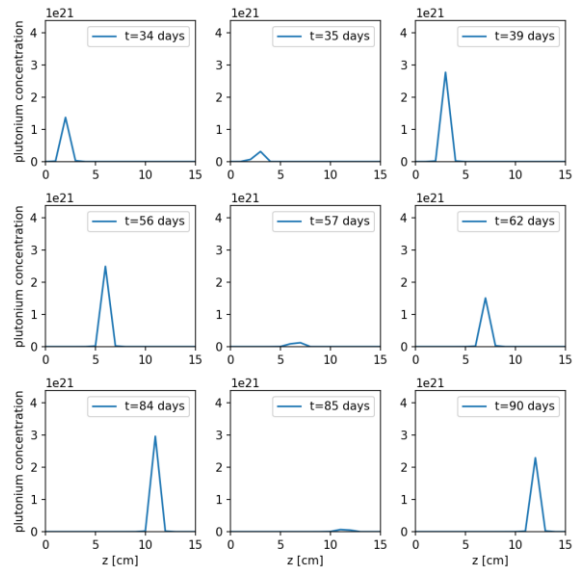


Fig. 5. Fluctuations of  $^{239}\text{Pu}$  field along length in the center of cylinder.

In conclusion, we successfully modeled a traveling wave of nuclear fission by epithermal neutrons in a  $\text{UC}_2$  medium of cylindrical shape. We observed that the wave becomes self-sustaining and continues to propagate through the core with a velocity of approximately 55 cm/year after the external neutron source is turned off. During the experiment, we observed a high burnout of nuclides. The results meet the criteria we usually expect from TWRs, such as fuel efficiency, waste reduction, nuclear proliferation resistance, and safety.

1. V.D. Rusov et al. Progress in Nuclear Energy 83 (2015) 105.
2. M.R. Shcherbyna, V.O. Tarasov, V.P. Smolyar. Journal of Physical Studies 25(2) (2021) 2202.
3. V.D. Rusov et al. European Physical Journal A 53(9) (2017) 179.
4. V.P. Smolyar et al. Radiation Physics and Chemistry 212 (2023) 111151.

## РАДІАЦІЙНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПРОМІНЕНОГО ЯДЕРНОГО ПАЛИВА

**М. С. Юров<sup>1,2</sup>, В. В. Горанчук<sup>1</sup>, В. І. Борисенко<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Національний технічний університет України «КПІ імені Ігоря Сікорського», Київ, Україна

Радіаційні характеристики опроміненого ядерного палива – активність і залишкове енерговиділення – значною мірою визначають можливі радіаційні наслідки аварій на ядерних установках. Зазвичай використовують інформацію щодо активності і залишкового енерговиділення ядерного палива на основі даних з довідників, отриманих при певних припущеннях. Так, наприклад, у [1] для ВВЕР-1000 запропоновано використовувати дані щодо радіаційних характеристик ядерного палива з вигоранням 40,48 ГВт·д/т U. При моделюванні вигорання ТВЗ зі збагаченням 4,4 % прийнята трирічна паливна кампанія тривалістю щорічного завантаження ~306 діб, зупин на перевантаження палива ~48 діб, енергонавантаження ТВЗ на постійній питомій потужності ~44 МВт/т U. Обмеження такого підходу розглянуті у наших роботах [2, 3].

У даному дослідженні представлено інформацію щодо радіаційних характеристик опроміненого ядерного палива РБМК-1000 для двох випадків:

- робота на номінальному рівні потужності до вигорання 11,25 МВт·д/кг U (Режим 1);

- робота останню добу перед аварією на потужності відповідно до даних навантаження ЧАЕС-4 (рисунок) до вигорання 11,25 МВт·д/кг U (Режим 2).

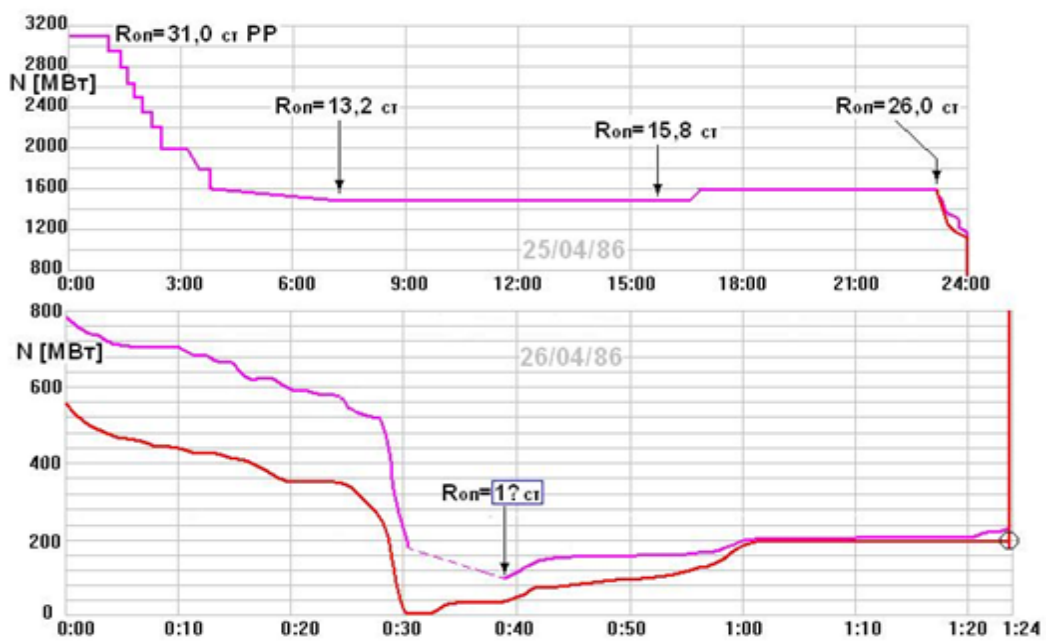
Рівень вигорання ядерного палива ~11,25 МВт·д/кг U відповідає середньому вигоранню ядерного палива ЧАЕС-4 напередодні аварії.

Моделювання режимів роботи РБМК проведено у програмному коді SCALE [4].

Для одержання результатів використовувалося три модулі програмного коду SCALE: TRITON, OPUS, ORIGENS. TRITON дає можливість створити 3D модель, задати початкові параметри такі, як розміри геометричних об'єктів та їх об'єми, задати кількості палива та різних речовин, також є можливість створити довільний паливний цикл. ORIGENS – використовується для отримання сумарного вигорання за всі кампанії та для виведення результатів з певним кроком по часу або для отримання результатів у конкретний момент часу. OPUS – модуль, який виводить результат у вигляді залежності певної величини від часу та створює на основі цього таблицю.

Як відомо [2, 3] активність і залишкове енерговиділення ядерного палива на момент зупинки ядерного реактора визначаються як навантаженням активної зони і ТВЗ, так і особливо величиною навантаження за останній період експлуатації.

Дані фактичного навантаження ЧАЕС-4 напередодні аварії представлено на рисунку.



Навантаження ЧАЕС-4 напередодні аварії.

У табл. 1 наведено результати моделювання щодо сумарної активності ядерного палива, а також активності за типами випромінювання:  $\alpha$ -,  $\beta$ -частинки і  $\gamma$ -кванти. У другій частині табл. 1 наведено інформацію щодо відносної зміни активності (%) у часі по типах випромінювання порівняно з Режимом 2 по відношенню до Режиму 1.

Таблиця 1. Зміна у часі активності ядерного палива для різних режимів роботи ядерного реактора

Час добы	Активність Кюрі/т	Активність, (с·т) <sup>-1</sup>			Активність у Режимі 2 по відношенню до Режиму 1, %			
		$\alpha$ -частинка	$\beta$ -частинка	$\gamma$ -квант	сумарна	$\alpha$ - частинка	$\beta$ -частинка	$\gamma$ -квант
0,01	3,13·10 <sup>7</sup>	9,98·10 <sup>13</sup>	1,06·10 <sup>18</sup>	1,49·10 <sup>18</sup>	35	100	34	27
1	1,90·10 <sup>7</sup>	9,98·10 <sup>13</sup>	6,48·10 <sup>17</sup>	7,89·10 <sup>17</sup>	90	100	90	88
10	8,43·10 <sup>6</sup>	9,70·10 <sup>13</sup>	2,88·10 <sup>17</sup>	2,76·10 <sup>17</sup>	98	100	98	97
100	2,73·10 <sup>6</sup>	7,20·10 <sup>13</sup>	9,51·10 <sup>16</sup>	7,10·10 <sup>16</sup>	100	100	100	100

Можна відзначити меншу активність протягом перших десяти діб після модельної аварії для  $\beta$ - і  $\gamma$ -випромінювачів, а активність  $\alpha$ -активних випромінювачів практично не змінилася.

Таким чином, радіаційний вплив на довкілля від короткоживучих радіонуклідів значною мірою визначається потужністю ядерного реактора в останні години перед аварією.

У табл. 2 наведено результати моделювання щодо сумарного залишкового енерговиділення (ЕВ) ядерного палива, а також залишкове ЕВ за типами випромінювання:  $\alpha$ -,  $\beta$ - частинки і  $\gamma$ -кванти. У другій частині табл. 2 наведено інформацію щодо відносної зміни ЕВ (%) у часі по типах випромінювання порівняно з Режимом 2 по відношенню до Режиму 1.

Таблиця 2. Зміна у часі ЕВ ядерного палива для різних режимів роботи ядерного реактора

Час добы	ЕВ, Вт/т сумарне	ЕВ, Вт/т			ЕВ у Режимі 2 по відношенню до Режиму 1, %			
		$\alpha$ - частинка	$\beta$ -частинка	$\gamma$ -квант	сумарне	$\alpha$ -частинка	$\beta$ -частинка	$\gamma$ -квант
0,01	1,84·10 <sup>5</sup>	96,165	8,65·10 <sup>4</sup>	9,75·10 <sup>4</sup>	19	99,8	17	20
1	7,48·10 <sup>4</sup>	96,155	3,34·10 <sup>4</sup>	4,12·10 <sup>4</sup>	89	99,6	89	90
10	3,47·10 <sup>4</sup>	93,356	1,58·10 <sup>4</sup>	1,89·10 <sup>4</sup>	98	99,5	98	97
100	1,05·10 <sup>4</sup>	68,723	6,24·10 <sup>3</sup>	4,17·10 <sup>3</sup>	100	99,6	100	99

Можна відзначити і менше залишкове ЕВ протягом перших десяти діб після модельної аварії для  $\beta$ - і  $\gamma$ -випромінювачів, а ЕВ  $\alpha$ -активних випромінювачів практично не змінилося.

Таким чином, можна відзначити, що пошкодження ядерного палива суттєво залежить від залишкового ЕВ короткоживучих радіонуклідів, активність яких значною мірою визначається потужністю ядерного реактора в останні години перед аварією.

У доповіді наведено інформацію про вплив режиму навантаження ядерного реактора і на активацію нейтронних детекторів.

1. В.М. Колобашкин и др. Радиационные характеристики облученного ядерного топлива. Справочник (Москва: Энергоатомиздат, 1983) 384 с.
2. В.І. Борисенко, В.В. Горанчук, М.С. Юров. [Ядерна енергетика та довкілля 2\(27\) \(2023\) 3](#).
3. М. Юров, В. Горанчук, В. Борисенко. Вплив режиму експлуатації ядерного палива ВВЕР-1000 на його активність і залишкове енерговиділення під час зберігання У кн.: XXX щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України, Київ, 25 - 29 вересня 2023 року. Анотації до доповідей (Київ, 2023) с. 124.
4. [SCALE Code System. Oak Ridge National Laboratory: Solving the Big Problems.](#)

**ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЯ ВАЛІНУ ТА ГЛІЦИНУ,  
ОПРОМІНЕНИХ МАЛИМИ ДОЗАМИ**

**Ю. А. Бандурин<sup>1</sup>, А. М. Завілопуло<sup>1</sup>, Ю. В. Федурця<sup>2</sup>, Ш. Б. Молнар<sup>3</sup>, О. Ю. Бандурин<sup>4</sup>**

<sup>1</sup> Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

<sup>2</sup> Комунальне некомерційне підприємство «Закарпатський протипухлинний центр» Закарпатської ОВА,  
Ужгород, Україна

<sup>3</sup> ДВНЗ Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна

<sup>4</sup> Комунальне некомерційне підприємство «Обласний госпіталь ветеранів війни» Закарпатської ОДА,  
Ужгород, Україна

Представлені результати досліджень впливу опромінення електронами амінокислот L-валіну ( $C_5H_{11}NO_2$ ) та гліцину ( $C_2H_5NO_2$ ) на спектри їх фотолюмінесценції (ФЛ). Валін відноситься до незамінних амінокислот і є простою аліфатичною неполярною  $\alpha$ -амінокислотою. Гліцин є найпростішою за будовою амінокислотою, яка важлива у процесах формування пам'яті людини. Обидві амінокислоти чистотою не менше 99,6 % досліджувались у порошкоподібному стані. Детально техніка та методика вимірювань, особливості підготовки зразків описано в [1].

Опромінення зразків масою 3 г здійснювали на установці Halcyon пучком електронів з енергією 6 МеВ діаметром 10 см. Під час опромінення використано технологію Flattening Filter Free, що запобігає використанню енергії гальмівного випромінювання. Визначення дози опромінення здійснювалося за допомогою штатного дозиметра приладу з точністю 1 %. Для вивчення спектрів ФЛ зразки опромінювалися дозами 0,2, 0,5, 2 та 5 Гр. Збудження люмінесценції проводилося з використанням чотирьох довжин хвиль – 275, 323, 351 та 380 нм.

Для прикладу на рис. 1 та 2 показано спектри, отримані нами для зразків валіну. Вони демонструють вплив енергії збуджуючих фотонів на формування спектрів. Як було нами показано в [1], люмінесцентне випромінювання на поверхні валіну зумовлене процесами збуджень двоатомних фрагментів OH та CO. У спектральному діапазоні 400 - 700 нм вони являють собою суперпозицію принаймні двох максимумів випромінювання. Короткохвильовий (~450 нм) є результатом випромінювання радикалів OH. Довгохвильовий (~535 нм) завдячує своїй появі процесам збуджень у карбоксильній групі COOH. Спектри опромінених зразків відрізняються як за квантовим виходом люмінесценції, так і за формою. На рис. 2 для прикладу показано спектри ФЛ для опромінених зразків, отримані при збудженні з довжиною хвилі 323 нм. Аналогічні спектри отримано і при збудженні іншими  $\lambda_{зб} = 275, 351$  та 380 нм.

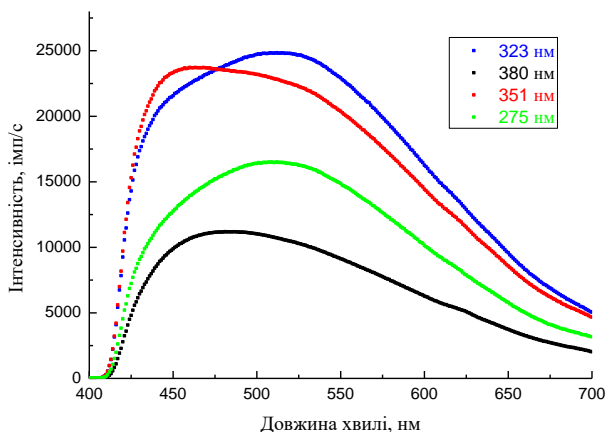


Рис. 1. Спектри ФЛ валіну.

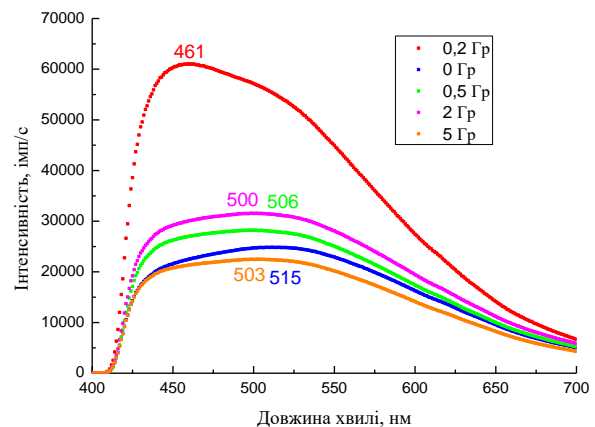


Рис. 2. Спектри ФЛ опромінених зразків валіну для  $\lambda_{зб} = 323$  нм.

Принципова різниця спостерігається в спектрі зразка, опроміненого дозою 0,2 Гр. По-перше, інтенсивність люмінесценції збільшується більше, ніж у два рази. По друге, максимум зміщується у короткохвильову область (461 нм), де домінує випромінювання радикалу OH. Для решти зразків інтенсивність змінюється на рівні 30 %, завжди домінує довгохвильовий максимум. Чіткої залежності положення максимуму від величини дози опромінення не виявлено, проте можна зазначити, що його значення завжди менше, ніж для неопроміненого зразка. Це означає, що опромінення валіну електронами супроводжується зміною зв'язків OH та CO в складі молекули.

На рис. 3 та 4 показано аналогічні спектри для гліцину. У спектрах неопроміненого зразка спостерігається чітка однопикова форма з максимумом, розташованим у короткохвильовій області. Квантовий вихід ФЛ приблизно тотожний валіну.

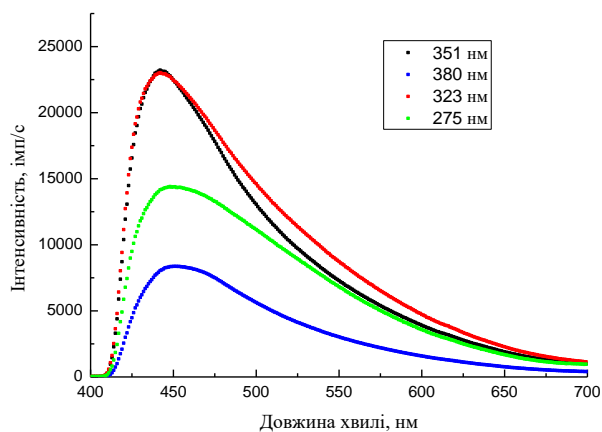


Рис. 3. Спектри ФЛ гліцину.

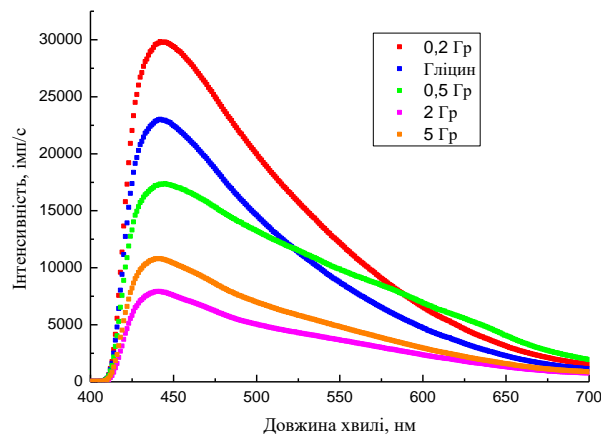


Рис. 4. Спектри ФЛ опромінених зразків гліцину для  $\lambda_{30} = 323$  нм.

Аналогічні результати ми отримали і для інших довжин хвиль збуджуючих фотонів. Не дивлячись на зміни положень максимумів у спектрах люмінесценції, помітно, що величини поглинутої дози також суттєво впливають на квантовий вихід люмінесценції. У випадку зразка з дозою 0,5 Гр спостерігається суттєва зміна форми спектра у довгохвильовій області спектра (збільшення випромінювання від молекул СО).

На рис. 5 та 6 показано залежності квантового виходу ФЛ у максимумах випромінювання. Цифрами наведено положення максимумів на шкалі довжин хвиль. У випадку валіну більш суттєве зміщення положення максимуму в спектрі, більша зміна інтенсивності ФЛ. Крім цього, принципова різниця для дози 2 Гр. У валіну спостерігається максимум, тоді як у гліцину мінімум. Така різниця в залежностях від дози опромінення може бути пояснена різницею в структурній будові молекул. Найімовірніше, опромінення валіну електронами супроводжується зміною зв'язків ОН та СО в складі молекули, а у гліцину відбуваються інші структурні зміни.

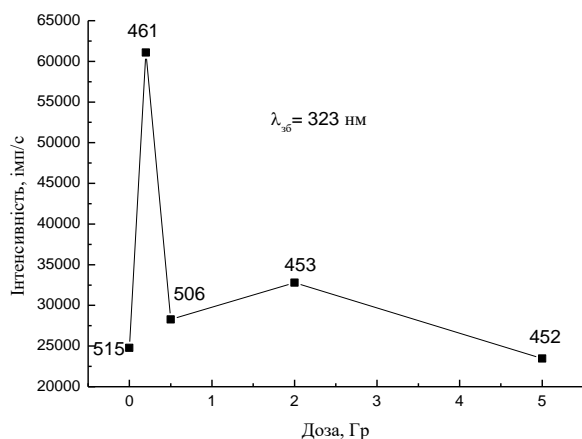


Рис. 5. Залежність інтенсивності ФЛ від дози опромінення для валіну.

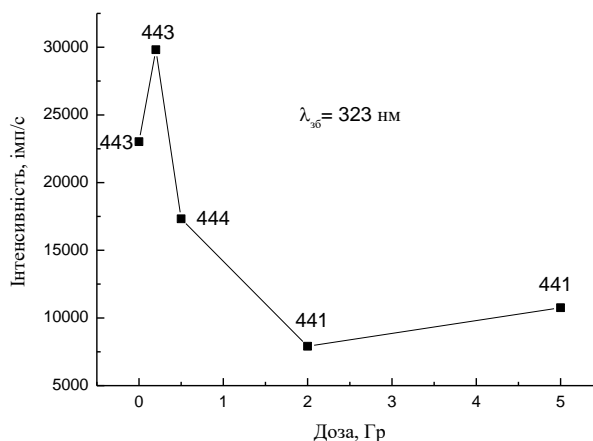


Рис. 6. Залежність інтенсивності ФЛ від дози опромінення для гліцину.

Використані нами зразки порошкоподібних амінокислот отримали назву «молекулярні кристали». Перевірка впливу опромінення на можливу зміну мікрокристалічної будови за допомогою вивчення спектрів рентгенівської дифракції показала, що жодних змін не спостерігається. Враховуючи, що аналогічний результат отримано раніше і для набагато більших доз опромінення електронами (20 - 100 кГр) [2], можна зробити висновок, що опромінення електронами не змінює мікрокристалічну будову, але впливає на розташування карбоксильної групи СООН, або її фрагментацію.

1. Yu.A. Bandurin et al. Eur. Phys. J. D 76 (2022) 9.
2. Yu. Bandurin et al. Photoluminescence of L-valine irradiated with 12.5 MeV electrons. In: ICPEAC 2023, XXXIII International Conference on Photonic, Electronic and Atomic Collisions. Book of Abstracts, Ottawa, Canada, July 25 - August 1, 2023, AF002, p. 63.

## ПІДВИЩЕННЯ ЯКОСТІ ТА БЕЗПЕКИ ПРИ ПРОВЕДЕННІ ПРОМЕНЕВОЇ ТЕРАПІЇ ОНКОЛОГІЧНИХ ЗАХВОРЮВАНЬ І РЕНТГЕНОДІАГНОСТИКИ

**О. А. Безшийко, Л. О. Голінка-Безшийко, Д. М. Клекоць, В. О. Лебедь**

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна*

Онкологічні захворювання одні з найбільш небезпечних хвороб людства. Кожного року від раку помирає близько 8 млн. людей в усьому світі. В Україні кожного року захворює більше 150 тис. людей, помирає близько 100 тис. людей і на диспансерному обліку знаходяться 800 тис. осіб [1]. Гірша ситуація лише з серцево-судинною групою хвороб. На жаль до цього часу відсутні ефективні способи лікування раку. Виділяють основні способи лікування – хірургічне втручання, хіміотерапія та використання джерел іонізуючого випромінювання (ДІВ). Всі ці методи жорсткі та кардинальні, часто з важкими побічними ефектами. Але на даний час жодних вагомих альтернативних методів ученими медиками не знайдено. Тому необхідно підвищувати якість лікування та безпеку при використанні цих методів. ДІВ використовуються в онкології до 30 % випадків. З урахуванням спільного використання з іншими методами ця цифра сягає до 60 %. Помітна частина злоякісних пухлин гірше сприймає опромінення, ніж інші здорові тканини. Але ця різниця незначна і дає змогу використовувати ДІВ у рамках підходу терапевтичного вікна, коли точність доведення величини дози в зоні злоякісної пухлини має бути не гірше 5 %. Цей класичний підхід (так званої променевої терапії) останнім часом все частіше доповнюється або замінюється підходом радіаційної хірургії, коли потужні дози, які можуть ефективно убити як здорові, так і злоякісні пухлини, геометрично доводяться тільки в зону злоякісних пухлин. У всіх цих випадках вимагається висока точність як по величині дози, так і по просторовим координатам в доведенні дози в тілі пацієнта.

Сучасний повний ланцюжок променевої терапії як правило складається: з отримання зображення комп'ютерного томографа; аналізу цього зображення лікарем та виділенням зони опромінення з визначеними величинами доз; формування режимів роботи генераторів іонізуючого опромінення різних типів медичними фізиками; правильне укладання пацієнта під опромінення; коректна фіксація його. На жаль, на даному етапі розвитку променевої терапії повний контроль цього технологічного ланцюжка замінюється хоч і важливою, але обмеженою процедурою визначення дози від генератора опромінення (прискорювача електронів, апаратів з  $^{60}\text{Co}$ ) на деякій глибині водного фантому і дуже рідко, коли використовуються повні антропоморфні фантоми з максимальним наближенням до структури людського тіла з можливими відхиленнями, пов'язаними з протезами та іншими вставками в людське тіло. Вони добре відображають різницю електронних густин таких частин тіла як легені, кістки тощо. Дози всередині таких фантомів вимірюються як правило високоточними детекторами для клінічної дозиметрії (точність порядку 1 %) – термолюмінесцентними детекторами (ТЛД), детекторами оптично-стимульованої люмінесценції (ОСЛ), радіохромними плівками [2]. На жаль, навіть в економічно розвинутих країнах рідко коли використовують для контролю всього технологічного ланцюжка антропоморфні фантоми в першу чергу через високу вартість контролюючого обладнання. Антропоморфні фантоми коштують від десятків тисяч до ста і більше тисяч доларів США. ТЛД та ОСЛ рідери в якості для клінічної дозиметрії (порядку 1 %) коштують від 40 до 80 тисяч доларів США та вище [3]. Такі ціни обмежують навіть використання цього підходу для контролю, не кажучи вже про навчальні процедури за допомогою антропоморфних фантомів персоналу в онкологічних клініках, що різко покращило б кваліфікацію персоналу, якість налаштування та стану обладнання, якість методик опромінення. Також практична відсутність вільних плануючих систем променевої терапії (RTPS) для визначення доз при лікувальному опроміненні для навчання студентів та прив'язка комерційних систем до конкретного обладнання вендорів не дає змоги забезпечити необхідну якість навчання персоналу в області медичної фізики.

Відсутність програмного забезпечення для ефективного навчання студентів-фізиків основам медичної фізики також не дає можливості досягти високої якості при лікуванні онкологічних захворювань із використанням ДІВ.

Автори цієї роботи розробляють на основі свого попереднього досвіду та навичок бюджетну систему контролю якості рентгенодіагностики та лікування онкологічних захворювань за допомогою

ДІВ з використанням дешевих антропоморфних фантомів з ТЛД та ОСЛ рідерами за ціною від трьох до семи тисяч доларів США (завдяки розвитку нових технологій, з якими вже працюють автори), дешевими сканерами радіохромних плівок до двох тисяч доларів США. Дешеві фантоми пропонується виготовляти з використанням спеціалізованого гібридного 3D принтера. У результаті система такого контролю може мати ціну менше 15 тисяч доларів США. Також автори створюють спеціалізоване програмне забезпечення для навчання студентів медичній фізиці та вільне програмне забезпечення плануючої системи для променевої терапії (для ефективного навчання студентів). Такі напрацювання в цілому можуть стати хорошою дидактично навчальною базою для запровадження в Україні спеціальності медична фізика (як для навчання студентів, так і персоналу онкологічних закладів). У цій роботі авторам допомагають консультаціями і тестовими вимірюваннями спеціалісти з найкращих онкологічних клінічних та наукових центрів України:

- ТОВ «Медичний центр імені академіка Ю. П. Спіженка»;
- КНП «Київський міський клінічний онкологічний центр»;
- ТОВ «Капітал» МЦ «Універсальна клініка «Оберіг»;
- ДУ «Інститут медичної радіології та онкології ім. С. П. Григор'єва»;
- Центр радіології Національної дитячої спеціалізованої лікарні «Охматдит» МОЗ України.

Також авторами розглядається можливість використовувати розроблені ТЛД чи ОСЛ рідери, а також ТЛД та ОСЛ детектори низької ціни для індивідуального дозиметричного контролю студентів університетів і середніх спеціальних закладів освіти, в яких для повноцінного навчання необхідно проводити практичні і лабораторні роботи з використанням ДІВ.

Дослідження частково підтримано фінансуванням НФДУ в рамках проекту «Підвищення якості та безпеки при проведенні променевої терапії онкологічних захворювань і рентгенодіагностики» за реєстраційним номером 2021.01/0211 (конкурс «Наука для безпеки та сталого розвитку України»).

1. Ю.В. Думанський, В.Ф. Чехун. [Онкологія 24\(3\) \(2022\)](#).
2. I. Méndez et al. [Radiology and Oncology 55\(3\) \(2021\) 369](#).
3. S.F. Kry et al. [Medical Physics 47\(2\) \(2020\) e19](#).

**МОДЕЛЮВАННЯ ВПЛИВУ ВАКАНСІЙНОГО НАСИЧЕННЯ НА ФАЗОВІ ЗМІНИ  
В ОПРОМІНЕНИХ ТВЕРДИХ НАНОЧАСТИНКАХ  
З ВИКОРИСТАННЯМ ТЕРМОДИНАМІКИ ГІББСА ТА СТАЦІОНАРНОГО НАБЛИЖЕННЯ  
В ТЕОРІЇ ХІМІЧНОЇ ШВИДКОСТІ**

**Ю. С. Білогородський, А. С. Шірінян, О. М. Кріт, В. Ю. Сторіжко**

*Інститут прикладної фізики НАН України, Суми, Україна*

Під час опромінення твердого металевого або керамічного нанопорошку (що складається з частинок наномасштабних розмірів) утворюються радіаційні вакансії та міжвузля. У зв'язку з цим виникає питання: як такі радіаційно-індуковані дефекти впливають на фазові перетворення в наночастинках?

Мета дослідження полягає в тому, щоб запропонувати термодинамічний підхід для опису ефектів насичення вакансій на фазову стабільність наночастинок під час опромінення і застосувати квазістаціонарне наближення в теорії хімічної швидкості для врахування концентрації дефектів.

Припущення полягає в тому, що міжвузлові атоми мігрують на поверхню швидше, ніж вакансії, що призводить до накопичення їх на поверхні частинки, де вони рекомбінуються з поверхневими вакансіями. За таких умов опромінені наночастинки мають радіаційні вакансії переважно всередині. Ми використовуємо сферичну геометрію кристалічних наночастинок з переходами  $\alpha$ -фази в  $\beta$ -фазу та демонструємо за допомогою теоретичного опису особливості індукованих радіацією фазових переходів і зон радіаційної стійкості кристалічних наночастинок.

Результати дослідження можна застосувати для розуміння аморфізації та поліморфних фазових переходів у металах (потенційні кандидати залізо, ванадій, вольфрам, титан, цирконій) і кераміці (потенційні кандидати карбід кремнію - SiC, карбід титану - TiC). Розглянуто два наближення моделі: i) одне – для залізоподібних металів з поліморфним фазовим переходом ( $\alpha$ -фаза є ОЦК,  $\beta$ -фаза є ГЦК); ii) інше – для SiC-подібну кераміку з аморфізацією ( $\alpha$ -фаза є кубічним або гексагональним політипом SiC,  $\beta$ -фаза є аморфним SiC). Параметри опромінення включають іони з енергією 1 MeV із флюенсом від  $10^{15}$  до  $2 \cdot 10^{16}$  іонів/см<sup>2</sup> за секунду та швидкість утворення дефектів ( $K_V$ ) приблизно  $10^{-3}$  -  $10^{-4}$  зна/с для металів і  $10^{-12}$  зна/с для кераміки. Температурний діапазон охоплює від 800 до 1500 K, з енергією міграції вакансій приблизно 1 - 2 eV для вакансій у металах і майже 4 eV для вакансій у кристалічній кераміці.

Наше модельне дослідження показує, що дуже малі частинки  $\alpha$ -фази (ОЦК) є нестабільними, і фазові перетворення  $\alpha$  в  $\beta$  можуть відбуватися незалежно від опромінення. Однак у певних сценаріях зародження  $\beta$ -фази вимагає значної додаткової зміни енергії, що призводить до низької ймовірності флуктуацій фазового переходу  $\alpha$  до  $\beta$ . Для більших розмірів частинок і нижчих температур перетворення  $\alpha$  в  $\beta$  стає неможливим незалежно від опромінення [1].

Ми показуємо, що матеріали, що мають високу енергію міграції вакансій, малий коефіцієнт дифузії вакансій і низьку температуру фазового переходу першого роду, є перспективними кандидатами для радіаційно-індукованих фазових переходів у наносистемах. Порівнюючи енергію міграції вакансій для більшості металів та кераміки, ми відзначаємо, що кристалічні керамічні матеріали, як правило, демонструють помітно вищі значення енергії міграції вакансій, що призводить до менших коефіцієнтів дифузії вакансій. Це означає, що вплив радіаційного опромінювання на фазові переходи в кераміці, ймовірно, буде більш значним. Навпаки, більшість нанорозмірних металів виявляють більшу стійкість до опромінення і тому можуть бути рекомендовані для ядерних матеріалів.

Дослідження проводяться у складі Лабораторії композиційних матеріалів атомно-водневої енергетики Інституту прикладної фізики НАН України (РК 0122U001445) під керівництвом д.ф.-м.н. Арама Шіріняна.

1. А.С. Шірінян, Ю.С. Білогородський, О.М. Кріт. Ядерна фізика та атомна енергетика 5 (2022) 125.



# РАДІАЦІЙНО СТИМУЛЬОВАНІ РЕЛАКСАЦІЙНІ ПРОЦЕСИ У СВІТЛОДІОДАХ InGaN

О. П. Будник<sup>1</sup>, Ю. Б. Мирошніченко<sup>2</sup>, Т. І. Мосюк<sup>2</sup>, Д. П. Стратілат<sup>3</sup>, В. П. Тартачник<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Інститут фізики НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup>Український державний університет імені Михайла Драгоманова, Київ, Україна

<sup>3</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

В останні роки нітрид галію (GaN), тверді розчини InGaN, AlGaIn знайшли широке застосування у різних областях мікроелектронної техніки у ролі джерел світла, високочастотних генераторів, підсилювачів, детекторів тощо. Світлодіодні структури – світлодіоди (СД) – особливо активно використовуються в оптоелектронній галузі, у системах обробки, кодування та пересилання інформації, лініях космічного зв'язку.

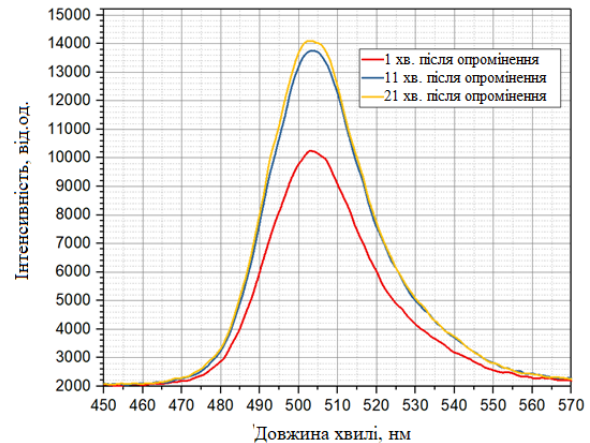
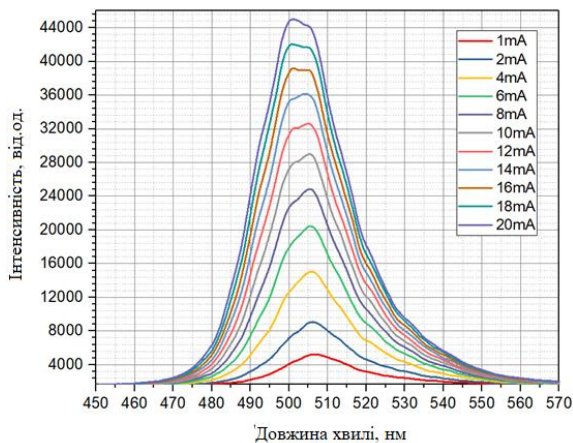
Усі нітридні сполуки групи  $A^3B^5$  містять значну концентрацію власних дефектів і, відповідно, велику щільність дислокацій проте володіють унікальною властивістю – якістю приладів, виготовлених на їхній основі, найменшою мірою залежить від наявності лінійних дефектів. Надмірне число технологічних порушень структури призводить до падіння ефективності випромінювання СД, їхньої швидкодії, до зростання зворотних струмів, зменшення експлуатаційного ресурсу та надійності.

Широкозонні нітриди переважно високоомні, тому застосування електричних методик для їхніх досліджень малоперспективне; люмінесцентні способи виявлення відхилень від властивої кристалу будови наразі значно точніші інших.

Важливо також наголосити, що прилади на основі нітридів можуть використовуватися в умовах дії проникного випромінювання і для них питання радіаційної стійкості належить до першочергових.

У поданій роботі наведено результати досліджень вихідних і опромінених електронами з  $E = 2\text{MeV}$ ,  $\Phi = 2,25 \cdot 10^{12}\text{см}^{-2}$  «зелених» СД InGaN.

На рисунку показано спектр випромінювання вихідного СД InGaN ( $\lambda_{\text{max}} = 505\text{nm}$ ) та релаксацію максимуму спектральної кривої опроміненого зразка видно, що внаслідок введення безвипромінювальних рівнів радіаційних дефектів яскравість СД зменшилась у 4,5 раза, при цьому напівширина ліній зросла від 22 до 30 нм у результаті часткового розупорядкування кристала. Також, як можна побачити з рисунка, інтенсивність свічення не залишається постійною після припинення дії електронного пучка, а поступово зростає.



Залежність інтенсивності свічення вихідного зразка, та релаксації після опромінення (рис. ліворуч і праворуч відповідно) СД InGaN ( $T = 290\text{ K}$ ).

Релаксаційний процес подібного виду властивий об'єктам з великомасштабними потенціальними ямами, здатними захвачувати нерівноважні носії в умовах високих рівнів збудження електронної підсистеми кристала. У результаті опромінення їхня концентрація зростає багатократно. Після припинення дії електронного потоку захоплені носії, покидаючи потенціальні ями, стають учасниками рекомбінаційного процесу, що і призводить до зростання інтенсивності випромінювальної рекомбінації.

Принагідно вважаємо за необхідне наголосити на важливості дослідження релаксаційних явищ різного виду і походження в об'єктах, на базі яких виготовляються елементи високочастотної електронної техніки, оскільки не лише пострадіаційні, а й всілякі інші затяжні явища активно впливають на швидкодію приладів, значно погіршуючи її.

Особливо зазначене стосується СД, де випромінювальна функція виконує головну роль у швидкісних каналах оптоелектронного зв'язку та електронних блоках обробки – передавання інформації.

## ОЦІНКА ЦИФРОВОГО ДЕТЕКТОРА З ВИСОКОЮ РОЗДІЛЬНОЮ ЗДАТНІСТЮ ДЛЯ ВЕРИФІКАЦІЇ РАДІОХІРУРГІЧНОГО ПЛАНУ

**К. В. Вільчинська<sup>1</sup>, О. А. Безшийко<sup>2</sup>, В. П. Ващишин<sup>1</sup>,  
Л. О. Голінка-Безшийко<sup>2</sup>, Р. М. Зелінський<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> Універсальна клініка «Оберіг», Київ, Україна

<sup>2</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

<sup>3</sup> Медичний центр ім. акад. Ю. П. Спіженка, Київ, Україна

Сучасні методи променевої терапії передбачають використання складних радіаційних полів. Променева терапія з модульованою інтенсивністю (IMRT), об'ємно-модульована дугова терапія (VMAT) вимагають ретельного контролю якості, щоб гарантувати, що заплановані розподіли дози можуть бути доставлені лікувальною системою. Перевірка якості плану лікування з урахуванням особливостей пацієнта часто проводиться до початку променевої терапії, коли лікувальні пучки подаються на фантом, а дози опромінення зв'язуються з дозами, передбаченими у системі планування лікування (TPS) [1]. Розподіл дози, отриманий у результаті вимірювань, порівнюється з еталонним розподілом дози, отриманим у результаті розрахунків TPS. Радіохірургічні плани SRS/SBRT характеризуються високими фракційними дозами, високим градієнтом дози, тому для лікування SRS/SBRT потрібні детектори з високою роздільною здатністю для вимірювання і підтвердження дози до початку лікування.

Точність доставки дози у радіохірургії відіграє особливе значення через великі дози та малі радіаційні поля [2]. У випадку конвенційного лікування пацієнта, за розміру поля 10 см × 10 см, похибка положення екрануючої пелюстки MLC  $\Delta x = 1$  мм вносить геометричну похибку доставки дози в 1 %. У випадку радіохірургії, за розміру поля 1 см × 1 см, похибка положення пелюстки багатопелюсткового коліматора (MLC)  $\Delta x = 1$  мм вносить геометричну похибку у 10 %. Випадкове відхилення дози  $\Delta D = 5$  %, у разі конвенційного лікування пацієнта при РВД (разовій вогнищевій дозі) = 2 Гр, становитиме 0,1 Гр. У випадку радіохірургії, випадкове відхилення дози  $\Delta D = 5$  %, у випадку лікування РВД = 24 Гр, становитиме 1,2 Гр. Відхилення дози може бути спричинене похибкою положення пелюсток багатопелюсткового коліматора (MLC), неточністю кута гентрі, неточністю положення щелеп.

У цьому дослідженні для дозиметричних перевірок радіохірургічного плану лікування використовувалися два різні детектори: радіохромна плівка EBT3 та SRS-детектор (IBA Dosimetry). Радіохромна плівка – це найбільш точний спосіб верифікації планів для лікування на сьогоднішній день. Роздільна здатність плівки 25 мкм. За зміною кольору плівки можна визначити поглинену дозу через вимірювання оптичної щільності фотометричним приладом і перетворення її у дозу за допомогою калібрувальної кривої.

SRS-детектор має ряд переваг над плівкою у клінічному використанні. Достатньо висока роздільна здатність SRS-детектора (0,4 мм) робить його потенційною альтернативою плівці для дозиметрії в реальному часі. Важливою перевагою SRS-детектора є його простота та зручність для верифікації планів. У рутинній роботі більшість фізиків віддають перевагу саме матриці для щоденного користування. Основа SRS-детектора являє собою плаский масив твердотільних детекторів з розмірами 0,4 мм × 0,4 мм × 0,75 мм, які займають активну площу 12 × 14 см<sup>2</sup> [3]. Твердотільні детектори забезпечують сигнал, збираючи заряд, що вивільнюється під час проходження частинки через напівпровідник. Імпантовані відповідним чином електроди створюють електричне поле, у якому іонізаційні заряди накопичуються і створюють детектований сигнал. Детектувальним середовищем для такого типу детекторів є кремній (Si). Поглинання іонізуючого випромінювання породжує пари носіїв заряду (електрони та електронодефіцитні ділянки, звані дірками) у блоці напівпровідникового матеріалу; міграція цих носіїв під дією напруги є електричним імпульсом. Створені імпульси посилюються, реєструються й аналізуються для визначення енергії і кількості заряджених частинок.

Опромінення проводилося на лінійному прискорювачі Varian TrueBeam (Varian Medical Systems, Palo Alto, CA, USA), а для розрахунку дози використовувалася система планування лікування Eclipse 16.1 (Varian Medical Systems, Palo Alto, CA, USA) з алгоритмом AcurosXB. Стереотаксичний план променевої терапії з малими полями було створено з використанням компланарних полів VMAT. Була використана енергія 6 MV-FFF (flattening filter free). Для перевірки узгодженості дози на плівці та на SRS-детекторі було розраховано гамма-індекс ( $\gamma$ ) у програмних забезпеченнях eFilmQA та myQA Patients відповідно.

Метод гамма-індексу розраховує різницю між двома розподілами доз в об'єднаній просторово-дозовій області. Результат може бути узагальнений одним відсотковим значенням, зазвичай званим «коефіцієнтом проходження» або «індексом гамма-згоди» (GAI - gamma agreement index), що описує відсоток точок у двох розподілах доз, які узгоджуються у межах заданих  $\Delta_{dose}$  та  $\Delta_{distance}$  (створюючи значення гамма, що є меншим або дорівнює одиниці).

$$\gamma = \min_{\{r\}} \left\{ \Gamma(r, r_{reference}) \right\}, \quad (1)$$

$$\Gamma(r, r_{reference}) = \sqrt{\left( \frac{r - r_{reference}}{\Delta_{distance}} \right)^2 + \left( \frac{d - d_{reference}}{\Delta_{dose}} \right)^2}, \quad (2)$$

де  $d$  - дозовий розподіл, який був зчитаний детектором,  $d_{reference}$  - дозовий розподіл, розрахований плануючою системою,  $\Delta_{distance}$  і  $\Delta_{dose}$  - гамма-критерії, які вимірюються у мм і % відповідно.

Результати гамма-оцінки можуть бути представлені у вигляді двовимірного гамма-розподілу з бажаною просторовою роздільною здатністю, а також у вигляді гістограми, щоб можна було визначити та дослідити місця розташування ділянок незгоди. Перевага методу гамма-оцінки полягає в тому, що він дає змогу отримати кількісний показник, що ґрунтується як на дозі, так і на просторових критеріях.

Критерії гамма-індексу становили 3 %/3 мм, знехтувана порогова доза (threshold) становила 10 %, а нормалізація гамма-індексу проводилася за глобальним максимумом дози. Остаточні показники гамма-індексу радіохірургічного плану з СВД (сумарною вогнищевою дозою) = 27 Гр та РВД = 9 Гр на двох різних детекторах представлено у таблиці.

	eFilmQA	myQA Patients
Passing Value	89,92 %	82,6 %
Average Gamma Value	0,48	0,594

Перевагою радіохромної плівки, порівняно з матрицею детектора на основі напівпровідників, є краща просторова роздільна здатність, що дає змогу працювати з високими градієнтами дози у випадку сучасних радіохірургічних планів. Недоліком плівок, порівняно з іншими детекторами, є те, що вони одноразові, їхнє використання потребує оцифрування зображення плівки та калібрування абсолютної дози.

Діодно-детекторна матриця myQA SRS, що поєднує в собі переваги високої роздільної здатності, відсутність необхідності інтерполяції та ефективність цифрового оброблення, потенційно здатна поліпшити оцінку верифікації SRS/SBRT планів.

S. James та ін. [4] порівняли чотири комерційні пристрої контролю якості стереотаксичних планів та виявили, що помилки у позиціюванні MLC найнадійніше виявляються детекторами високої роздільної здатності, включно з myQA SRS, але не завжди виявляються детекторами з більш низькою роздільною здатністю.

Дослідження частково підтримано фінансуванням НФДУ в рамках проекту «Підвищення якості та безпеки при проведенні променевої терапії онкологічних захворювань і рентгенодіагностики» за реєстраційним номером 2021.01/0211 (конкурс «Наука для безпеки та сталого розвитку України»).

1. Tamás Póczy et al. Radiology and Oncology 54 (2020) 4.
2. M. Tahmasb et al. Applied Radiation and Isotopes 202 (2023) 111066.
3. Y. Zhou et al. Journal of Applied Clinical Medical Physics 25 (2024) 4.
4. S. James et al. Journal of Applied Clinical Medical Physics 24 (2023) 8.

## НЕОДНОРІДНІСТЬ ВМІСТУ ФАЗ У КОРИЧНЕВІЙ КЕРАМІЦІ ЛАВОПОДІБНИХ ПАЛИВОВМІСНИХ МАТЕРАЛІВ 4-ГО БЛОКА ЧАЕС

С. В. Габєлков, І. В. Жиганюк, В. О. Краснов, П. Є. Пархомчук,  
В. Г. Кудлай, Б. С. Савченко, С. О. Чиколовець

*Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Чорнобиль, Україна*

Лавоподібні паливовмісні матеріали (ЛПВМ) визначають ядерну, радіаційну та екологічну безпеку комплексу Новий безпечний конфайнмент – Об'єкт «Укриття». Вони сформувалися в результаті запроектованої аварії на 4-му блоці Чорнобильської АЕС у 1986 р. [1]. Ці матеріали вимагають постійної уваги фахівців, оскільки містять основну частину радіонуклідів зруйнованого реактора [2]. Для поведінки в майбутньому з паливовмісними матеріалами необхідно мати актуальну на момент прийняття рішення інформацію про вміст кристалічних фаз, у тому числі і щодо неоднорідності фазового складу.

Мета даної роботи – дослідження неоднорідності фазового складу коричневої кераміки ЛПВМ 4-го блока ЧАЕС.

Досліджувалися зразки коричневої кераміки, характерні для приміщення 304/2 та паророзподільного коридору 4-го блока ЧАЕС. Зразки відібрані в 1996 р. Зразки мали вигляд пластин товщиною 3 - 4 мм та діаметром 15 - 25 мм.

Фазовий склад кристалічних фаз досліджуваних матеріалів визначався методом рентгенівської дифракції. Використовували модернізований дифрактометр ДРОН-4, схема  $\theta - \theta$ , випромінювання  $\text{Cu K}\alpha$ , монохроматор – монокристал графіту. Калібрування проводилося за основними відображеннями кристалів  $\alpha$ -кварцу. Зйомку проводили в інтервалі кутів  $6 - 92^\circ$  при робочій напрузі 30 кВ і величині струму 20 мА. Крок зйомки  $0,05^\circ$ . Час експозиції в кожній точці 65 с. Ми створили додаткове тришарове екранування системи реєстрації корисного сигналу для зменшення впливу на неї  $\gamma$ -випромінювання досліджуваних зразків. Для захисту персоналу від  $\gamma$ -опромінення встановили додаткові захистні бар'єри.

Для ідентифікації фаз використовували базу дифракційних даних Crystallography Open Database. Метод обробки даних рентгенівської дифракції для багатофазних матеріалів з низьким вмістом фаз застосовано при обробці даних рентгенівської дифракції [3]. Використано спеціально створене програмне забезпечення. Підбір фаз багатофазних матеріалів проводили з використанням програми Match! Ver. 3.7.1.132, розробленої в компанії «Crystal Impact» в Німеччині.

Найбільш інтенсивне з восьми відображень, які характеризують кристалічні фази (з кутом  $2\theta$ , що дорівнює  $12,44^\circ$ ), та ще три відображення однозначно вказують на присутність у коричневі кераміці зпєїта  $\text{Mg}(\text{H}_2\text{O})_{3,5}[(\text{UO}_2)_2(\text{SO}_4)\text{O}_2]$ . Серія трьох відображень свідчить про наявність оксиду урану  $\text{UO}_{2,34}$  та одне відображення – кубічного оксиду цирконію  $\text{ZrO}_2$ . Тому коричнева кераміка однозначно містить зпєїт  $\text{Mg}(\text{H}_2\text{O})_{3,5}[(\text{UO}_2)_2(\text{SO}_4)\text{O}_2]$ , оксид урану  $\text{UO}_{2,34}$  та, ймовірно, кубічний оксид цирконію.

До дифракційних даних коричневої кераміки було застосовано метод обробки для багатофазних матеріалів з низьким вмістом фаз для виділення відображень, що мають інтенсивності, співрозмірні з величиною «шумової» складової фону [3]. Кореляційна дифрактограма від зразка містить 100 відображень різної інтенсивності. Постійна складова фону та «гало» відсутні, вони вилучені при обробці відображень.

До дифракційних даних, отриманих при зйомці без зразка, також було застосовано метод обробки для багатофазних матеріалів з низьким вмістом фаз. Отримана кореляційна дифрактограма також не має «постійної» складової, але має «шумову» складову. Вона містить декілька десятків відображень з інтенсивністю менше 4 імп.

Дані кореляційної дифрактограми для змогу не тільки підвищити надійність ідентифікації (кількості відображень) вищенаведених кристалічних фаз зпєїту  $\text{Mg}(\text{H}_2\text{O})_{3,5}[(\text{UO}_2)_2(\text{SO}_4)\text{O}_2]$ , оксиду урану  $\text{UO}_{2,34}$  та кубічного оксиду цирконію  $\text{ZrO}_2$ , але й встановити присутність у зразку силікату цирконію  $\text{ZrSiO}_4$ , силікату магнію  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ , силікатів кальцію  $\text{Ca}_2\text{SiO}_4$  та  $\text{Ca}_3\text{SiO}_5$ . Зпєїт  $\text{Mg}(\text{H}_2\text{O})_{3,5}[(\text{UO}_2)_2(\text{SO}_4)\text{O}_2]$  ідентифіковано за дев'ятьма відображеннями, оксид урану  $\text{UO}_{2,34}$  – за сьома відображеннями, кубічний оксид цирконію  $\text{ZrO}_2$  – за чотирма відображеннями, силікат цирконію  $\text{ZrSiO}_4$  – за трьома відображеннями, силікат магнію  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  – за трьома відображеннями, силікат кальцію  $\text{Ca}_2\text{SiO}_4$  – за чотирма відображеннями і силікат кальцію  $\text{Ca}_3\text{SiO}_5$  – за п'ятьма відображеннями.

Інтенсивність основних відображень визначених кристалічних фаз становлять для зріпту  $\text{Mg}(\text{H}_2\text{O})_{3,5}[(\text{UO}_2)_2(\text{SO}_4)\text{O}_2]$  – 106 імп., оксиду урану  $\text{UO}_{2,34}$  – 37,3 імп., кубічного оксиду цирконію  $\text{ZrO}_2$  – 15,3 імп., силікату цирконію  $\text{ZrSiO}_4$  – 7,4 імп., силікату магнію  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  – 8,7 імп., силікату кальцію  $\text{Ca}_2\text{SiO}_4$  – 9,6 та силікату кальцію  $\text{Ca}_3\text{SiO}_5$  – 13,8 імп. На зворотній стороні зразка інтенсивності основних відображень становлять для зріпту  $\text{Mg}(\text{H}_2\text{O})_{3,5}[(\text{UO}_2)_2(\text{SO}_4)\text{O}_2]$  – 130 імп., оксиду урану  $\text{UO}_{2,34}$  – 43,1 імп., кубічного оксиду цирконію  $\text{ZrO}_2$  – 20,9 імп., силікату цирконію  $\text{ZrSiO}_4$  – 5,0 імп., силікату кальцію  $\text{Ca}_2\text{SiO}_4$  – 7,6 та силікату кальцію  $\text{Ca}_3\text{SiO}_5$  – 18,2 імп. Відображення (в тому числі і основне відображення) силікату магнію  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  на зворотній стороні зразка відсутні.

Аналіз даних демонструє, що на двох пласких поверхнях зразка коричневої кераміки, що розташовані одна від одної на відстані 3,8 мм, вміст кристалічних фаз значно відрізняється. На зворотній стороні зразка інтенсивність основного відображення частини фаз значно більше, ніж на прямій стороні (у зріпту  $\text{Mg}(\text{H}_2\text{O})_{3,5}[(\text{UO}_2)_2(\text{SO}_4)\text{O}_2]$  + 22,3 %, оксиду урану  $\text{UO}_{2,34}$  + 11,7 %, кубічного оксиду цирконію  $\text{ZrO}_2$  + 36,6 імп., силікату кальцію  $\text{Ca}_3\text{SiO}_5$  + 32 %), у другій частині фаз – значно менше (у силікату цирконію  $\text{ZrSiO}_4$  -33 % і силікату кальцію  $\text{Ca}_2\text{SiO}_4$  -21 %).

Уперше проведено рентгенівський фазовий аналіз зразка коричневої кераміки ЛПВМ з обох сторін (товщина плаского зразка 3,8 мм). Ідентифіковано такі кристалічні фази: зріпт  $\text{Mg}(\text{H}_2\text{O})_{3,5}[(\text{UO}_2)_2(\text{SO}_4)\text{O}_2]$ , оксид урану  $\text{UO}_{2,34}$ , кубічний оксид цирконію  $\text{ZrO}_2$ , силікат цирконію  $\text{ZrSiO}_4$ , силікат магнію  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  і силікати кальцію  $\text{Ca}_2\text{SiO}_4$  та  $\text{Ca}_3\text{SiO}_5$ .

Підтверджено факт значної неоднорідності фазового складу коричневої кераміки ЛПВМ. Установлено, що відносний вміст кристалічних фаз на різних сторонах плаского зразка коричневої кераміки відрізняється як в більший бік (до 36,6 %), так і в менший бік (-33 %). Силікат магнію  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  на зворотній стороні зразка взагалі відсутній.

1. S.V. Gabelkov et al. Nucl. Phys. At. Energy 20 (2019) 388.
2. S.V. Gabelkov, I.V. Zhyganiuk. Ukr. J. Phys. 66 (2021) 348.
3. A.D. Skoribun et al. Ukr. J. Phys. 64 (2019) 862.

## ОСНОВНІ ПАРАМЕТРИ ДЖЕРЕЛА НЕЙТРОНІВ НА ЛІНІЙНОМУ ПРИСКОРЮВАЧІ ЕЛЕКТРОНІВ ЛПЕ-30

С. Гоков<sup>1</sup>, В. Горбач<sup>2</sup>, С. Кочетов<sup>1</sup>, Л. Колпакова<sup>2</sup>, О. Люхтан<sup>2</sup>, Є. Цяцько<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут», Харків, Україна

<sup>2</sup> Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, Харків, Україна

Для проведення досліджень у галузі фундаментальної та прикладної ядерної фізики, енергетики та ядерної медицини необхідна значна кількість експериментів з вивчення впливу радіації на властивості матеріалів. У даний час існує велика потреба в установках, які можна використовувати як джерело нейтронного та гамма-випромінювання для створення умов випромінювання, адекватних умовам експлуатації досліджуваних матеріалів і пристроїв у складі детекторних систем. Для цього нами розроблено компактне джерело нейтронів на базі лінійного прискорювача електронів ЛПЕ-30 [1, 2].

Лінійний прискорювач електронів ЛПЕ-30 має такі характеристики: енергія пучка коливається в діапазоні 7 - 30 МеВ, середній струм 1 - 60 мкА. Розроблене джерело нейтронів засноване на відомому принципі, а саме: електрони, що виходять із прискорювача, бомбардують металеву мішень із високим  $Z$  (наприклад, вольфрам), результуюче гамма-гальмівне випромінювання взаємодіє з атомами тієї ж мішені і в результаті реакцій ( $\gamma, n$ ) генерується потік нейтронів.

Джерело нейтронів буде встановлено на виході лінійного прискорювача електронів ЛПЕ-30. Воно складатиметься з електронно-нейтронного конвертера, нейтронного рефлектора, свинцевого захисту від супутнього гамма-фону навколо рефлектора, детектора нейтронів, свинцевого екрану навколо детектора та поліетиленового боксу для отримання нейтронних потоків різної енергії. Система досить компактна, її лінійні розміри не перевищуватимуть 60 см, тому при необхідності (експеримент) її можна змонтувати протягом кількох годин. Після проведення експериментів з використанням нейтронних потоків цю систему можна швидко демонтувати, щоб не заважати іншим дослідженням.

Схема джерела нейтронів представлена на рис. 1. У роботі розроблено комп'ютерну модель нейтронного джерела на виході лінійного прискорювача електронів у середовищі GEANT4 при використанні PhysList QGSP\_BERT\_HP [3]. При моделюванні в GEANT4 параметри падаючого електронного пучка (енергетичний спектр, просторовий розподіл) узгоджувалися з експериментальними даними. Виконане моделювання довело, що вихід нейтронів при енергії електронів 25 МеВ становить  $2 \cdot 10^{-3} N_n/N_e$ . Для джерел нейтронів, заснованих на взаємодії гамма-випромінювання з ядром, був отриманий характерний енергетичний спектр нейтронів з найбільш імовірною енергією 0,6 МеВ і середньою 1,8 МеВ. Результуючий спектр нейтронів від мішені, що виробляє нейтрони, показано на рис. 2.

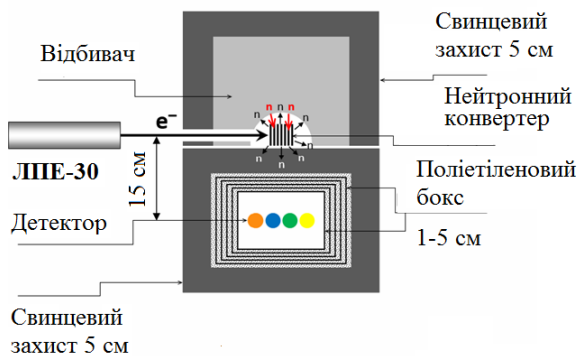


Рис. 1. Схема джерела нейтронів.

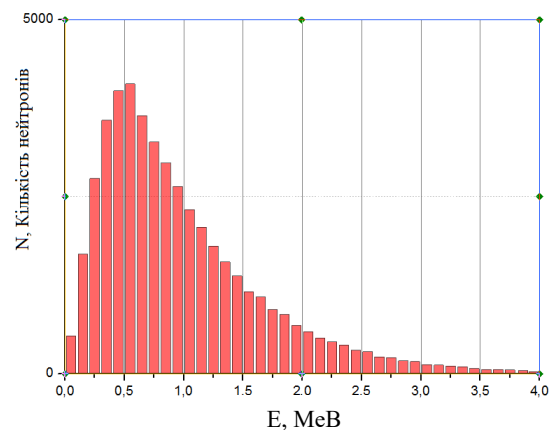


Рис. 2. Енергетичний спектр нейтронів з конвертера.

За допомогою моделі було проведено комп'ютерний експеримент на  $10^8$  первинних електронів, які потрапляють з прискорювача на конвертер. Енергетичні спектри нейтронів, що потрапляють на малий нейтронний детектор всередині свинцевого захисту без графітового відбивача та з відбивачем без поліетилену, представлено на рис. 3 і 4 відповідно.

З рис. 3 та 4 видно, що нейтрони проходячи крізь свинцевий захист товщиною 5 см практично не відчувають зіткнень, їхній енергетичний спектр у цілому повторює спектр нейтронів з конвертера з вольфраму. При додаванні в систему графітового відбивача спектр не тільки зростає на 24 %, а і

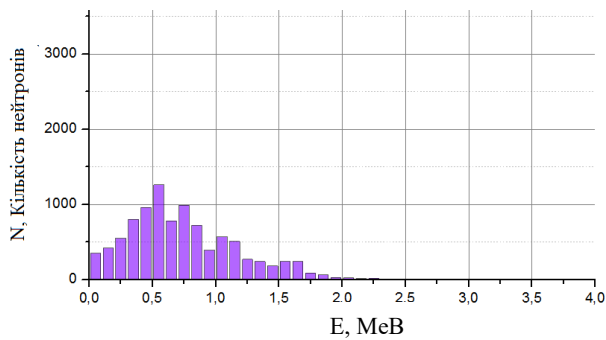


Рис. 3. Енергетичний спектр нейтронів, які потрапляють на малий детектор всередині свинцевого захисту без відбивача без поліетилену.

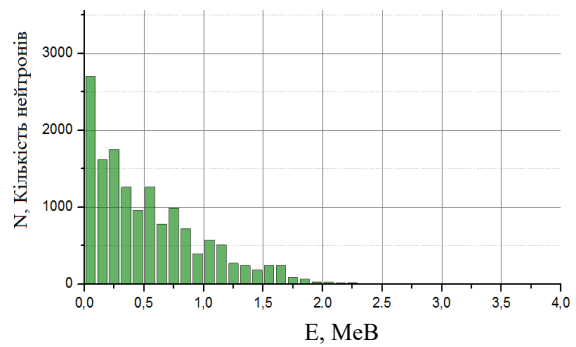


Рис. 4. Енергетичний спектр нейтронів які потрапляють на малий детектор всередині свинцевого захисту з відбивачем без поліетилену.

додатково теплюється. За рахунок відбивача до спектра додаються, в основному, низькоенергетичні нейтрони з енергією менше 100 кеВ. При додаванні в систему формування нейтронів теплювача з поліетилену товщиною 5 см спектр нейтронів повністю теплюється. У цьому випадку енергія 80 % усіх нейтронів, що потрапляють на детектор, не перевищує 100 кеВ.

Для оцінки впливу системи формування потоків нейтронів на навколишнє середовище було проведено дослідження з великим нейтронним детектором. Проведені дослідження довели, що при використанні відбивача з графіту розміром  $30 \times 30 \times 30$  см, потік нейтронів, який реєструє детектор зменшується у 3 рази порівняно з випадком, коли відбивач відсутній.

Також у програмному середовищі Geant 4 за допомогою комп'ютерної моделі джерела нейтронів на виході лінійного прискорювача електронів було визначено основні характеристики гамма-випромінювання з конвертера нейтронів, у місці розташування зразків, що опромінюються, та зовні, поверх свинцевого захисту на великому детекторі. Ми провели декілька комп'ютерних експериментів на  $10^7$  первинних електронів з енергією 25 МеВ. Було розглянуто такі конфігурації системи: 1. Вольфрамові пластини без графітового відбивача, та свинцевого захисту; 2. З відбивачем, без свинцевого захисту; 3. З графітовим відбивачем та свинцевим захистом. Зразки були як зі свинцевим захистом, так і без нього. Для всіх розглянутих конфігурацій було отримано енергетичні спектри гамма-квантів, які потрапляють на малий детектор у місці розташування зразків, та на великий детектор (бункер прискорювача, навколишнє середовище).

Аналіз отриманих даних довів, що графітовий відбивач нейтронів також є ефективним відбивачем низькоенергетичних гамма-квантів ( $E < 1$  МеВ), тільки його присутність збільшувала потік гамма-квантів цих енергій на малому детекторі на 30 %. При цьому свинцевий захист зменшував гамма-фон на зразках і в бункері більше, ніж у 20 разів. Проведені розрахунки довели, що свинцевий захист товщиною 5 см є досить ефективним для проведення експериментів за нейтронними програмами при енергіях первинних електронів 25 МеВ.

1. S.P. Gokov et al. Problems of Atomic Science and Technology 5 (2022) 73.
2. S.P. Gokov et al. Nucl. Phys. At. Energy 24 (2023) 382.
3. Geant4 Collaboration. Book For Application Developers. Release 11.2 (2023) 477 p.

# УМОВИ ІСНУВАННЯ ТЕРМОКОНЦЕНТРАЦІЙНИХ АВТОКОЛИВАНЬ У КРИСТАЛАХ МЕТАНУ, ОПРОМІНЮВАНИХ ЕЛЕКТРОНАМИ

**І. Ю. Голіней**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Досліджено виникнення термоконцентраційних автоколивань при опроміненні електронами кристала метану, поміщеного в термостат. Проаналізовано залежність області існування автоколивань та їхньої частоти від параметрів, зокрема від інтенсивності опромінення.

При опроміненні кристала метану електронами спостерігалися регулярні періодичні коливання тиску в резервуарі [1]. Ці викиди газу з опроміненого зразка пояснено в роботі [2] як прояв термоконцентраційних автоколивань – при опроміненні створюються радикали  $\text{CH}_3$ , об'єднання яких супроводжується виділенням тепла. Унаслідок підвищення температури збільшується рухливість радикалів, а отже ймовірність їхньої рекомбінації, що супроводжується додатковим підвищенням температури. Так виникає необхідний для автоколивань позитивний зворотний зразок. Вважається, що система перебуває в термостаті, що забезпечує охолодження й повернення до низькотемпературного стану, коли реакція об'єднання припиняється внаслідок вичерпання радикалів.

Кінетика зміни концентрації радикалів та температури в опроміненому електронами кристалі описується системою рівнянь:

$$\frac{dn}{dt} = G - R(n, T),$$

$$C(T) \frac{dT}{dt} = P + ER(n, T) + \beta(T_{th} - T).$$

Тут  $n$  – концентрація радикалів  $\text{CH}_3$ ,  $T$  – температура зразка,  $G$  – швидкість створення радикалів при опроміненні,  $P$  – енергія, яка виділяється в зразку при опроміненні, безпосередньо не пов'язана з утворенням радикалів,  $E$  – енергія, яка виділяється при об'єднанні двох радикалів  $\text{CH}_3$  з утворенням молекули етану,  $\beta$  – коефіцієнт теплообміну між зразком і термостатом,  $C(T)$  – теплоємність зразка,  $T_{th}$  – температура термостата. Член  $R(n, T)$  описує процес об'єднання двох радикалів і задається у вигляді  $R(n, T) = Kn^2 e^{-\varepsilon/T}$ , де  $\varepsilon$  – енергія активації дифузії радикалів (у кельвінах), а  $K$  – певний незалежний від температури коефіцієнт.

Автоколивання виникають за умови нестійкості стаціонарного розв'язку відносно малих збурень. На рис. 1 показано область залежності максимальної температури термостата, при якій ще існують автоколивання, від швидкості створення радикалів. Дві криві відповідають випадкам, коли нагрівання зразка пропорційне кількості утворених радикалів та фіксоване.

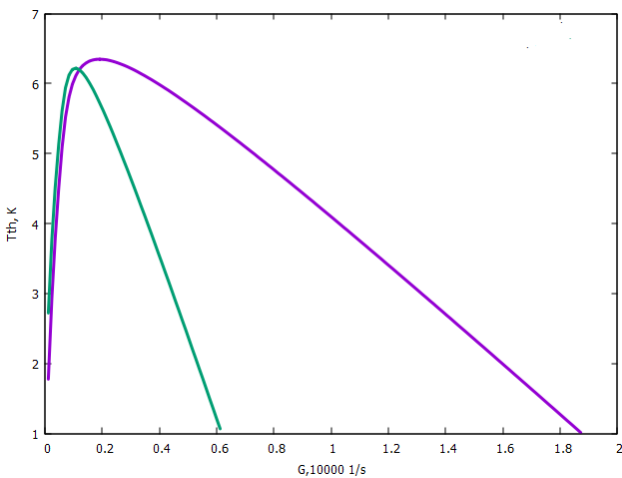


Рис. 1. Залежність максимальної температури термостата, при якій можливі автоколивання від швидкості створення радикалів опроміненням. Фіолетова крива (верхня) відповідає фіксованому значенню  $PP$ , а зелена (нижня) –  $P$ , пропорційному  $GG$ .

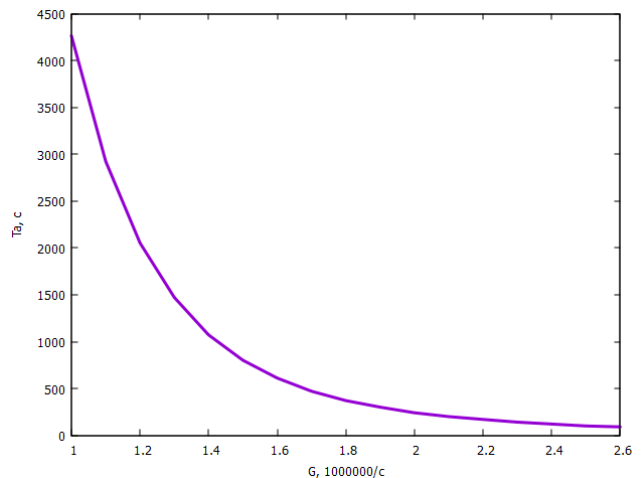


Рис. 2. Залежність періоду автоколивань від швидкості створення радикалів в межах області існування автоколивань.



Проаналізовано також залежність області існування автоколивань від інших параметрів. Показано, що зі збільшенням енергії активації дифузії, максимальна температура термостата зростає. Область автоколивань слабо залежить від відношення  $P/\beta$ , тобто при більшому нагріванні потрібен кращий теплообмін.

Рис. 2 ілюструє залежність періоду автоколивань від накачки в межах області існування нестабільності при фіксованій температурі термостата. Період автоколивань визначається в основному повільним процесом накопичення радикалів, а отже найбільший при малих накачках.

Задача може знайти застосування в астрофізиці, при вивченні утворення складних органічних молекул при опроміненні кристаликів метану космічними променями [3].

1. И.В. Хижный и др. Физика низких температур 44 (2018) 1565.
2. M.A. Bludov et al. Ядерна фізика та енергетика 21 (2020) 312.
3. C. Zhu et al. The Astrophysical Journal 920 (2021) 73.

# ВНЕСОК ПОСТУПАЛЬНОГО ТА ОБЕРТАЛЬНОГО БРОУНІВСЬКОГО РУХУ НАНОЧАСТИНОК У МЕСБАУЕРІВСЬКИЙ СПЕКТР ФЕРОРІДИН

**О. Я. Дзюблик, І. Є. Анохін, В. Ю. Співак**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Феромагнітним рідинам, в яких використовуються наночастинки на основі гематиту, магнетиту, магнетиту в останній час приділяється велика увага завдяки перспективному використанню таких ферорідин у медицині, передусім для лікування ракових захворювань методом магнітної гіпертермії. Такі наночастинки містять месбауерівський ізотоп  $^{57}\text{Fe}$  і тому месбауерівська спектроскопія є одним із методів дослідження властивостей ферорідин, зокрема це єдиний метод, який прямо реагує на швидкості наночастинок, що здійснюють броунівський рух. Крім поступального і обертового броунівського руху наночастинок також відбуваються теплові флуктуації намагніченості наночастинок між їхніми осями легкого намагнічення, з відповідним середнім часом перемагнічення (часом релаксації Нееля).

Основи застосування ефекту Месбауера для вивчення броунівського руху було закладено в роботі [1], в якій переріз месбауерівського поглинання виражено в термінах автокореляційної функції Ван Хоа, і отримано такий вираз для уширення месбауерівських ліній  $\Delta\Gamma = 2\hbar\kappa^2 D_t$ , де  $D_t = kT / 6\pi a\eta$  коефіцієнт дифузії,  $\kappa$  - хвильовий вектор падаючих гамма-квантів. Така прямо пропорційна залежність збільшення ширини месбауерівських ліній  $\Delta\Gamma$ , спричинене броунівським рухом, від  $T / \eta$  спостерігається для малих частинок, але для великих частинок спостерігалися відхилення від прямої пропорційності, які теоретично були пояснені в роботах [2 - 5], через опис броунівського руху за допомогою кореляційної функції, яка є розв'язком стохастичного рівняння Ланжевена.

Ми узагальнили теорію [4, 5], для одночасного опису як поступального, так і обертового броунівського руху, так і суперпарамагнітної релаксації Нееля. Ми отримали таке рівняння для перерізу поглинання Месбауерівського випромінювання одним ядром  $^{57}\text{Fe}$ :

$$\sigma_a(s) = \frac{\sigma_0 \Gamma_a}{4} e^{-2w_a} \text{Re} \sum_{j=1}^6 J_j \left[ \left( 1 - \frac{i}{x_j} \right) \frac{i}{s + x_j \hbar w + i\Gamma_{eff} / 2} + \left( 1 + \frac{i}{x_j} \right) \frac{i}{s - x_j \hbar w + i\Gamma_{eff} / 2} \right],$$

де  $\Gamma_{eff} = \Gamma_0 + \Delta\Gamma_t + \Delta\Gamma_r + \Delta\Gamma_N$  - ефективна ширина,  $\Delta\Gamma_N = 2\hbar w$  - уширення, спричинене релаксацією Нееля,  $\Delta\Gamma_t = 2\hbar\kappa^2 D_t$  - трансляційне,  $\Delta\Gamma_r = 2\hbar\kappa^2 D_r r^2 \sin^2\theta_0$  - ротаційне уширення. Параметри  $x_j = [(\alpha_j / w)^2 - 1]^{1/2}$ ,  $\alpha_j = \alpha_{eg} = (g_g M_g - g_e M_e) \mu_N \hbar_0 / \hbar$ , де  $w = 1 / \tau_N$ ,  $\tau_N$  - час релаксації Нееля. Усі механізми взяті до уваги – як Неєлівська релаксація намагніченості частинки, так і броунівський трансляційний та ротаційний рухи частинки, що забезпечує неєлівське  $\Delta\Gamma_N$ , трансляційне  $\Delta\Gamma_t$ , та ротаційне  $\Delta\Gamma_r(r)$  уширення месбауерівських ліній.

Залежність трансляційного уширення  $\Delta\Gamma_t$  від температури для великих броунівських частинок добре описується через кореляційну функцію, яка отримується із стохастичного рівняння Ланжевена. Досі подібне не робилося для ротаційного уширення. Тому для броунівського обертання отримано рівняння подібне до рівняння Ланжевена

$$\frac{d^2 \vartheta_i}{dt^2} = -\beta_r \frac{d\vartheta_i}{dt} + K_{rand}(t) / I,$$

де  $F_{rand}(t)$  - випадкові сили, що діють на частинку. Запропоновано відповідну кореляційну функцію

$$G_r^r(\vartheta, t) = \frac{1}{2\pi\rho_r(t)} \exp\left[-\frac{\vartheta^2}{2\rho_r(t)}\right].$$

У рамках підходу Ланжевена до трансляційного і ротаційного рухів отримано загальний вираз для перерізу

$$\sigma_a^{(j)}(s) = \frac{\sigma_0 \Gamma_a}{4} e^{-2W_a} e^{b_t + b_r} J_j \sum_{n,k=0}^{\infty} \frac{(-b_t)^n}{n!} \frac{(-b_r)^k}{k!} \frac{\Gamma_{n,k}}{(s - s_j)^2 + \left(\frac{\Gamma_{n,k}}{2}\right)^2},$$

де  $b_t = \frac{\kappa^2 D_t}{\beta_t}$ ,  $b_r = \frac{\kappa^2 D_r r^2 \sin^2 \theta_0}{\beta_r}$ ,  $\beta_t = 6\pi a \eta / m = \frac{kT}{D_t m}$  - характеристичний час для поступального броунівського руху,  $\beta_r = \frac{20\pi \eta a_h}{m} = \frac{5}{2} \frac{kT}{D_r m a_h^2}$  - характеристичний час для обертального броунівського руху, ширини  $\Gamma_{n,k} = \Gamma_{eff} + 2n\hbar\beta_t + 2k\hbar\beta_r$ . Як виявилось ротаційні корекції до перерізу поглинання слабші за трансляційні. Тому крива 2 на рис. 1 обчислена з використанням опису трансляційного руху рвнянням Ланжевена і опису ротаційного руху рівнянням дифузії.

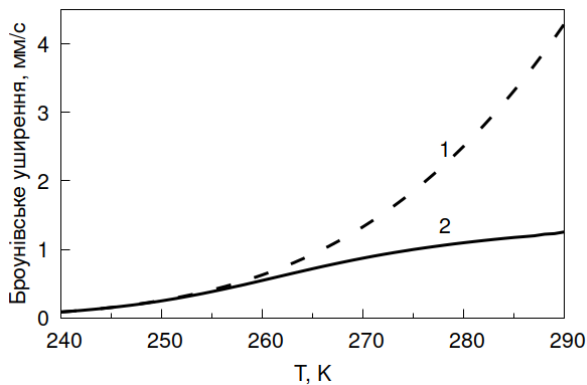


Рис. 1. Залежність броунівського уширення ліній поглинання від температури для наночастинок магнетиту із радіусом  $a_h = a_c = 350$  нм в 60 % розчині гліцерину з водою, обчислені в дифузійному підході (1) і в підході Ланжевена (2).

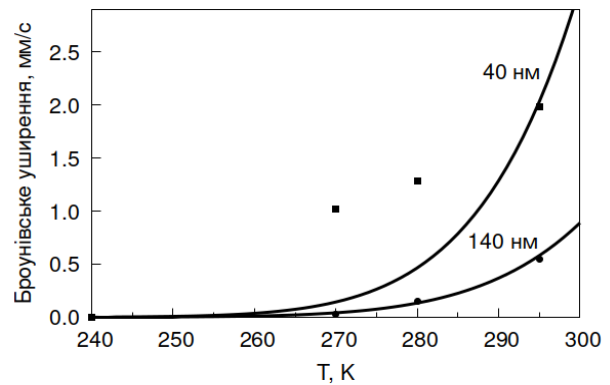


Рис. 2. Криві – теоретично розраховане уширення месбауерівських ліній для ферорідини на основі розчину гліцерину з концентрацією 99,5 % і сферичних наночастинок з гідродинамічним діаметром 40 та 140 нм залежно від температури ферорідини. Точки – експериментальні дані з робіт [6, 7] для наночастинок із феромагнітним ядром і полімерною оболонкою.

На рис. 2 наші обчислення порівнюються із експериментальними даними Черепанова та ін. [6, 7]. Із месбауерівського спектра ферорідини автори відняли спектр сухого зразка, що дало змогу виділити внесок тільки броунівського руху в уширення спектральних ліній. Обчислення добре узгоджуються із експериментом для великих частинок діаметром 140 нм, але сильно розходяться для малих наночастинок з діаметром 40 нм.

1. K.S. Singwi, A. Sjölander. Phys. Rev. 120 (1960) 1093.
2. C.L. Kordyuk. Sov. Phys. JETP 25 (1967) 400.
3. V.G. Bhide et al. Phys. Rev. 3 (1971) 673.
4. О.Я. Дзюблик. УФЖ 18 (1973) 1454.
5. А.Ya. Dzyublik. Sov. Phys. JETP 40 (1975) 763.
6. R. Gabbasov et al. J. Magn. Magn. Matter. 475, (2018) 146.
7. V.M. Cherepanov et al. Crystal. Rep. 65 (2020) 398.

# МОДЕЛЮВАННЯ ФАЗОВИХ ПЕРЕХОДІВ У ПОЛІТИПАХ НІТРИДУ БОРУ З ПЕРШИХ ПРИНЦИПІВ

В. І. Іващенко<sup>1</sup>, Н. Ю. Павлова<sup>2</sup>, В. І. Шевченко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Інститут проблем матеріалознавства НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Український державний університет імені Михайла Драгоманова, Київ, Україна

Першопринципним методом молекулярної динаміки проведено моделювання зумовлених температурою та тиском фазових переходів у політипах нітриду бору.

Політип h-BN моделювався при температурі 300 К та тиску 50 ГПа. Результати моделювання представлено на рис. 1. Приблизно на 300 фс моделювання відбувся фазовий перехід. Дослідження структури нової фази показало, що це політип w-BN. Результати моделювання узгоджуються з механізмом фазового перетворення, запропонованого в роботі [1]. Розрахунки просторового розподілу стискуваності h-BN виявили, що в *c*-напрямку вона значно вища, ніж в *a*- та *b*-напрявках. Стиснення комірки в *c*-напрямку призводить до конденсації оптичної фононої моди  $\Gamma_2$ , яка відповідає за розглядуваний фазовий перехід. Вивчення залежності частоти фононої моди  $\Gamma_2$  від довжини ребра *c* виявило граничне значення після, якого частота моди стає уявною, що вказує на можливість фазового переходу.

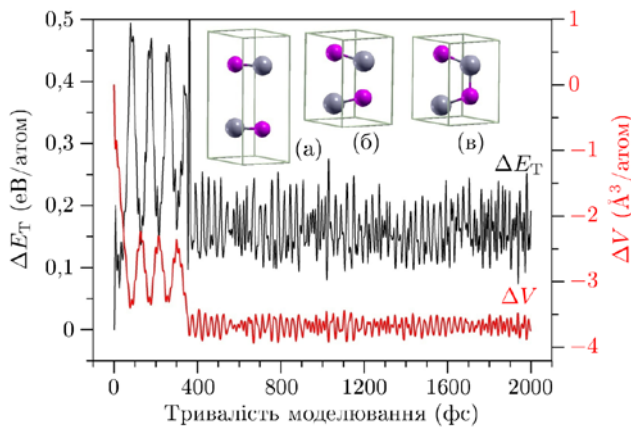


Рис. 1. Результати моделювання h-BN.

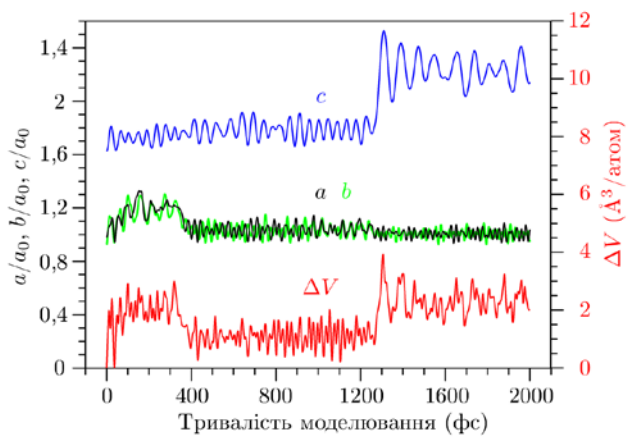


Рис. 2. Результати моделювання w-BN.

На рис. 2 показано результати моделювання політипу w-BN при температурі 2500 К за відсутності тиску. Атомні конфігурації комірки w-BN на різних етапах моделювання показано на рис. 3.

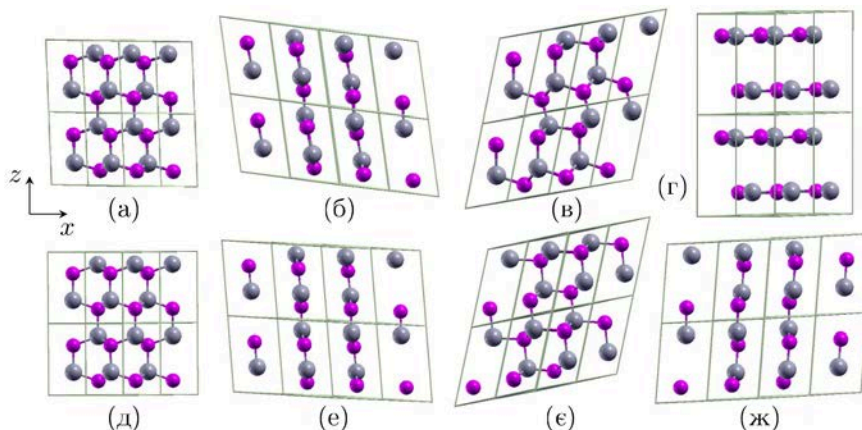


Рис. 3. Атомні конфігурації 4-атомної комірки w-BN на різних етапах моделювання.

Приблизно на 400 фс моделювання була ідентифікована проміжна структура r-BN (див. рис. 3, б і е). Структури BN, близькі до *c*-BN, було виявлено між 400 та 1250 фс моделювання (див. рис. 3, в і є), а при подальшому моделюванні утворюється політип h'-BN (див. рис. 3, з і ж). Формування h'-BN супроводжується різким збільшенням довжини базисного вектора *c* (див. рис. 2).

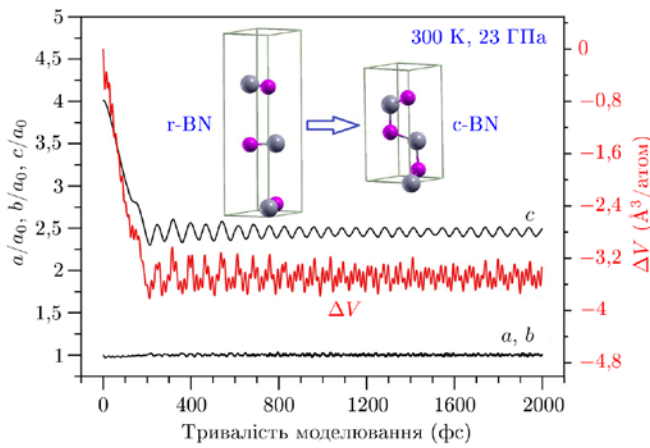


Рис. 4. Результати моделювання r-BN.

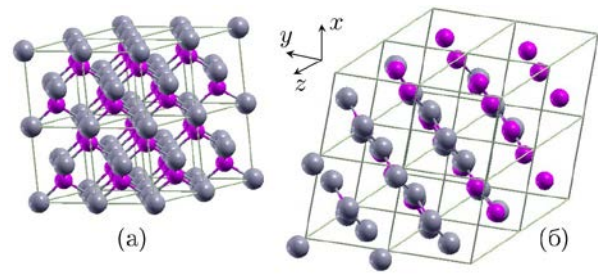


Рис. 5. Перетворення c-BN в r-BN.

Результати моделювання 6-атомної комірки гексагонального політипу r-BN при температурі 300 К і тиску 23 ГПа представлено на рис. 4. На вставці рис. 4 показано комірку r-BN на початку та комірку c-BN у кінці моделювання. Механізм фазового переходу r-BN в c-BN такий самий, як і у випадку структурної трансформації h-BN → w-BN. Ребро *c* стискається через анізотропію стискуваності. Це, своєю чергою, спричиняє утворення нових зв'язків B-N, розташованих уздовж напрямку *c*. Теоретико-груповий аналіз показує, що утворення цих зв'язків відбувається за рахунок зсуву підґратки азоту відносно підґратки бору в *c*-напрямку, тобто внаслідок колапсу оптичної фононної моди  $\Gamma_1$ .

Для з'ясування можливого механізму структурної трансформації в кубічному BN проведено моделювання 8-атомної комірки c-BN при температурі 3000 К. Аналіз атомних конфігурацій у динаміці показує, що перетворення c-BN в r-BN, виявлене під час моделювання, спричинене колапсом оптичної фононної моди  $\Gamma_4$ . На рис. 5 показано, що зсув підґратки нітрогену відносно підґратки бору в напрямку  $\langle 111 \rangle$  відповідно до фононної моди  $\Gamma_4$  призводить до перетворення c-BN → r-BN.

З виконаних досліджень випливає, що для структурних перетворень між різними політипами BN енергетичний бар'єр є важливішим, ніж їхні сумарні енергетичні відмінності. Переходи h → w, r → c і c → r було встановлено експериментально [2 - 7], а індукований температурою фазовий перехід w → h' було передбачено у даному дослідженні. Показано, що підвищення температури моделювання з 300 до 1000 К призвело до збільшення тиску переходу з 50 до 80 ГПа для перетворення h-BN в w-BN і з 23 до 25 ГПа для переходу r-BN в c-BN. Цей висновок узгоджується з результатами розрахунків вільної енергії Гіббса [8 - 10]. Ми не виявили переходу h-BN в c-BN при моделюванні в діапазоні температур від 300 до 1000 К та під тиском від 20 до 100 ГПа. Слід також зазначити, що моделювання методом першопринципної молекулярної динаміки, виконане в цій роботі, завищує перехідні тиски та температури. Причин цього декілька: 1) наявність високого енергетичного бар'єра для перетворення однієї структури в іншу; 2) скінчений розмір комірки моделювання; 3) ідеальна симуляційна комірка без будь-яких структурних дефектів; 4) обмежений час моделювання. З іншого боку, моделювання методом першопринципної молекулярної динаміки має перевагу перед розрахунками ентальпії, оскільки дає змогу спостерігати структурні перетворення в динаміці.

1. M. Yue et al. Nat. Mater. 3 (2004) 111.
2. F.R. Corrigan, F.P. Bundy. J. Chem. Phys. 63 (1975) 3812.
3. F.P. Bundy, R.H. Wentorf Jr. J. Chem. Phys. 38 (1963) 1144.
4. T. Sato, T. Ishii, N. Setaka. J. Am. Ceram. Soc. 65 (1982) C162.
5. A. Onodera et al. J. Mater. Sci. 25 (1990) 4279.
6. A.N. Pilyankevich, A.V. Kurdyumov, N.F. Ostrovskaya. Phys. Status Solidi 116 (1989) k1.
7. L. Vel, G. Demazeau, J. Etourneau. Mater. Sci. Eng., B 10 (1991) 149.
8. K. Albe. Phys. Rev. B 55 (1997) 6203.
9. W. Pedersen et al. J. Vac. Sci. Technol. A. Vac. Surf. Films 37 (2019) 040603.
10. G. Kern, G. Kresse, J. Hafner. Phys. Rev. B 59 (1999) 8551.

# IRRADIATION INDUCED HARDENING OF ADVANCED BCC-STRUCTURED ALLOYS

S. O. Karpov, G. D. Tolstoluts'ka, M. A. Tykhonovs'kyi, V. K. Karpach

National Science Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology", Kharkiv, Ukraine

The development of next-generation nuclear reactors necessitates the creation of radiation-resistant materials to ensure the integrity of structural components. Irradiation of nuclear reactor materials at reactor-relevant temperatures can induce significant changes in their microstructure, mechanical properties, and external dimensions, thereby affecting the overall safety of the power station [1]. Furthermore, irradiation can lead to the formation and growth of microstructural defects, such as solute clusters, dislocation loops, and nanovoids, which impede dislocation glide and can result in hardening and potentially detrimental embrittlement. These two effects are closely linked, and an understanding of hardening is essential for assessing the integrity of reactor components [2]. The degree of hardening and embrittlement is influenced by a combination of metallurgical and irradiation factors, making it crucial to understand these mechanisms in order to ensure the safety of nuclear power systems.

In this study, a number of recently synthesized/modified alloys with BCC phase structure, including titanium-based 61Ti10Cr7Al11V11Nb multi-principal element alloy (hereinafter referred to as Ti-MPEA), T91 ferritic-martensitic steel (T91), and T91 modified with severe plastic deformation (T91-MSPD) have been investigated in relation to the hardening/embrittlement phenomenon under irradiation. A comparison of the obtained data with data for conventional austenitic stainless steels 18Cr10NiTi (18Cr) and SS316 after irradiation under identical conditions was carried out.

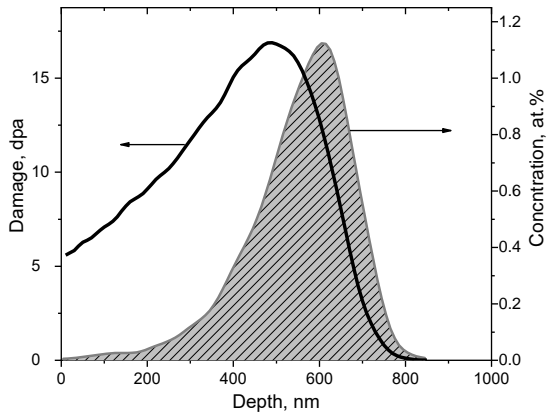


Fig. 1. Calculated depth distribution profiles of damage and concentration of 1.4 MeV  $\text{Ar}^+$  ions in 18Cr10NiTi steel.

Samples of all materials were irradiated with 1.4 MeV argon ions at room temperature in a dose range of 0.1 - 10 dpa. These mid-range doses are evaluated at a depth of  $\sim 0.25 \mu\text{m}$ . All irradiations were carried out with the accelerating-measuring system 'ESU-2', which contains a Van de Graaf accelerator. The depth distribution of Ar atoms concentration and damage was calculated by SRIM 2008 and shown in Fig. 1. The damage calculations are based on the Kinchin - Pease model, with displacement energy for each alloying element set to 40 eV, as recommended in ASTM E521-96 (2009) [3].

In the present study, the nano-hardness as a function of the indenter displacement for unirradiated and irradiated materials has been measured. By processing the hardness profiles using the Nix-Gao approach [4], the bulk-equivalent hardness  $H_0$  has been evaluated.

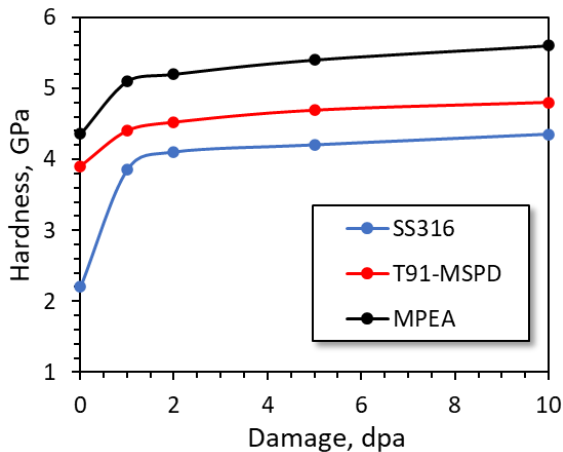


Fig. 2. The dose dependence of hardness of ion irradiated HEA, ODS-HEA, and SS316.

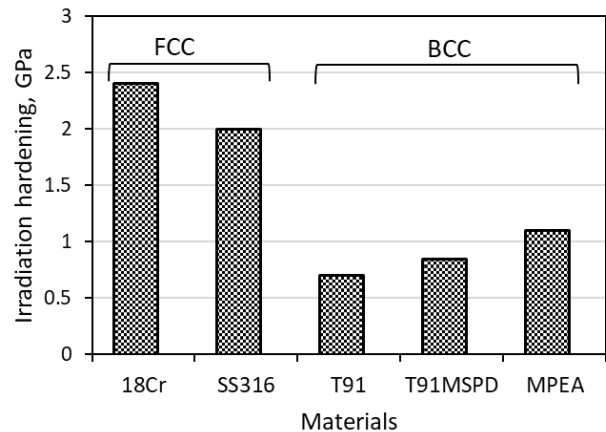


Fig. 3. The radiation hardening for the studied materials irradiated under identical conditions.

Generally, radiation strengthening is dose-dependent, with saturation typically occurring at doses exceeding a critical value. The effect of irradiation on the bulk-equivalent hardness of Ti-MPEA, T91-MSPD, and SS316 materials is illustrated in Fig. 2. The most prominent impact of irradiation occurs at a dose of around 1 dpa, transitioning to a quasi-saturation mode at higher fluences. Previous studies [5] have shown that radiation hardening in austenitic steels reaches a saturation after a few dpa, this trend is also observed in steels and alloys examined in the current study. Specifically, BCC alloys demonstrate a similar saturation tendency at a few dpa, but with a hardening magnitude approximately half that of austenitic alloys. The radiation hardening, denoted as  $\Delta H = H_0^{irr} - H_0^{unirr}$  is shown in Fig. 3. Hardness values  $H_0^{irr}$  for irradiated materials were taken at a dose of 10 dpa.

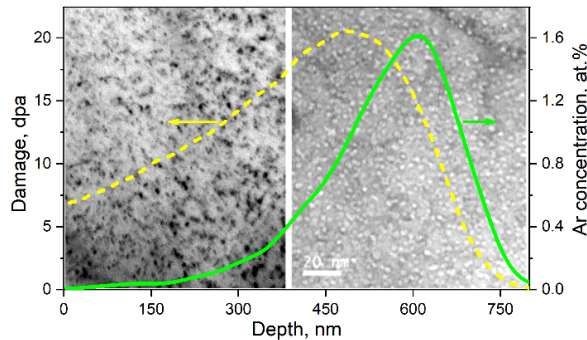


Fig. 4. TEM micrographs of radiation-induced dislocations and Ar-filled nanocavities.

Additionally, nano-scale cavities are present at depths ranging from 500 to 700 nm, with a near-spherical shape suggesting that these cavities are likely to be Ar-filled bubbles formed under the current irradiation conditions.

According to Fig. 3, the degree of irradiation hardening in T91-MSPD and T91 is comparable at an irradiation dose of 10 dpa. Despite variations in initial strength and sink density between T91 and T91-MSPD steels, the formation of defect clusters and Ar-associated nano-bubbles appears to influence the hardening behavior similarly under argon ion irradiation. Overall, the magnitude of hardening of the Ti-MPEA and T91-modified BCC-structured alloys studied here is nearly half that of the austenitic reference steels, suggesting a reduced susceptibility to embrittlement.

The radiation tolerance of BCC metals is often considered to be superior to that of FCC metals [6], although the physical mechanisms underlying this phenomenon remain incompletely understood. Contributing factors may include reduced in-cascade production of sessile point defect clusters, lower dislocation bias, and higher self-diffusion coefficients. The latter is particularly important because the higher self-diffusion coefficients in BCC metals at equivalent homologous temperatures enhance self-recovery diffusion mechanisms [7] and suppress radiation damage accumulation.

1. V.N. Voyevodin et al. PAST 5 (2021) 3.
2. F. Bergner et al. J. Nucl. Mater. 461 (2015) 37.
3. [Standard Practice for Neutron Radiation Damage Simulation by Charged-Particle Irradiation. ASTM E521-96 \(2009\).](#)
4. W.D. Nix, H.J. Gao. J. Mech. Phys. Solid. 46 (1998) 411.
5. G.S. Was et al. J. Nucl. Mater. 300 (2002) 198.
6. E.A. Little et al. Proc. R. Soc. Lond. A Math. Phys. Sci. 372 (1997) 565.
7. S.J. Zinkle, L.L. Snead. Annu. Rev. Mater. Res. 44 (2014) 241.

# СПЕКТРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИХІДНИХ І ОПРОМІНЕНИХ СВІТЛОДІОДІВ InGaN

Л. А. Кот<sup>1</sup>, К. С. Кубанкін<sup>1</sup>, М. Б. Пінковська<sup>2</sup>,  
П. Г. Литовченко<sup>2</sup>, Д. П. Стратілат<sup>2</sup>, В. П. Таргачник<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Український державний університет імені Михайла Драгоманова, Київ, Україна

<sup>2</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Найважливіша особливість нітридних сполук  $A^3B^5$  – прямозонність їхніх твердих розчинів, яка забезпечує високу ефективність інжекційного свічення. Вузкість ліній випромінювання ( $\Delta\lambda^{\text{InGaN}} = 10$  нм при 300 К), високий квантовий вихід ( $\eta^{\text{GaN}} \approx 30\%$  при  $I = 15$  мА), спектральна чистота, можливість зміни довжини хвилі випромінювання через зміну складу розчину – переваги перед гомоперехідними випромінювачами, які забезпечили їм високу конкурентну спроможність на ринку.

В останні роки інтенсивно розвивається напрямок одержання мікросвітлодіодів ( $\mu\text{LED}$ ) для систем зберігання, відтворення та передавання інформаційних масивів, точкових джерел «білого» свічення, RGB тандемного типу на шарах InGaN ( $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$  – «голубий» світлодіод (СД);  $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$  – «зелений» СД та  $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$  – червоний СД). Повідомляється про створення нової гібридної наноструктури на основі принципу непроменевого перенесення енергії між «синіми» мікроямами та «жовтим» полімером; ефективність такого непроменевого перенесення близька до 73% у СД з масивами нанодіодів InGaN/GaN.

Розширюється також застосування ультрафіолетовий СД у біології, медицині, агрономії, криміналістиці. Це інактивація харчових патогенів, підвищення якості фруктів та овочів через зменшення вмісту фенолів, флавоноїдів, стимуляція утворення протиканцерогенів, стерилізація медичних інструментів, фототерапія тощо.

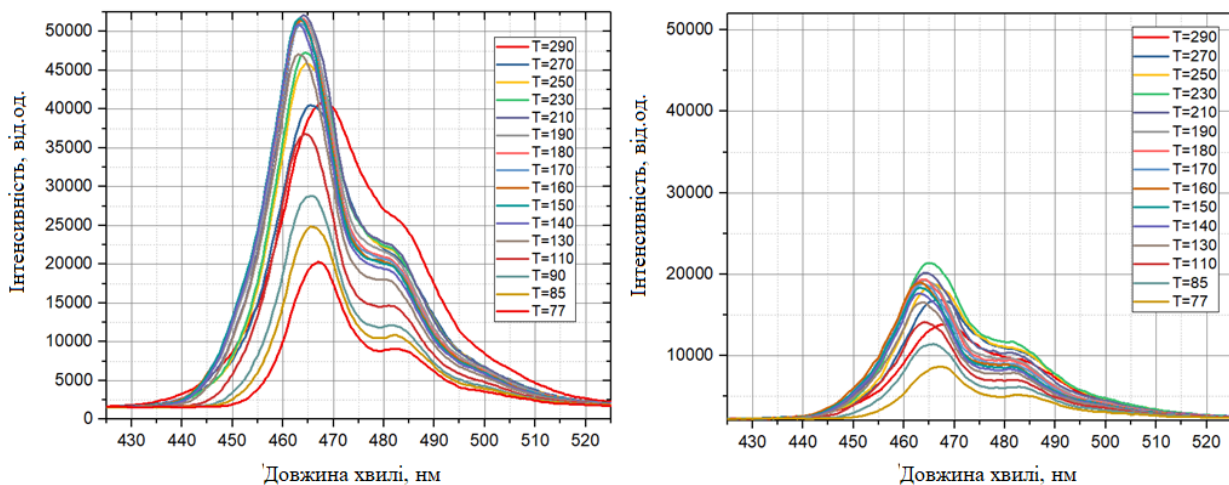
Опромінення швидкими частинками – зручний спосіб введення у кристал контрольованої кількості дефектів з метою вивчення їхнього впливу на характеристики зразка.

У поданій роботі наведено результати досліджень СД, максимум інтенсивності свічення яких відповідає довжині хвилі  $\lambda_{\text{max}} = 470$  нм при 300 К. Опромінення електронами  $E_e = 2$  МеВ та  $\gamma$ -квантами  $^{137}\text{Cs}$  відбувалося за температури не вищій кімнатної. Виявлено, що введення у зразок точкових дефектів електронами супроводжується падінням інтенсивності свічення внаслідок виникнення у забороненій зоні напівпровідника глибоких безвипромінювальних рівнів; при  $\Phi = 2,25 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ; відношення інтенсивності свічення вихідного та опроміненого зразка становить  $I_0/I_\Phi = 2,5$ .

Контур спектральної лінії вихідного СД за кімнатної температури асиметричний; довгохвильова половина пологіша відносно короткохвильової, що зумовлено впливом вихідних порушень структури зразка. Напівширина ліній становить  $\Gamma = 24$  нм для вихідного та опроміненого СД.

Зростання струму інжекції супроводжується спектральним зсувом максимуму  $\Delta\lambda = 10$  нм у бік довгих хвиль, очевидно за рахунок нагрівання СД струмом.

Водночас значно активніше на введення радіаційних дефектів реагує величина квантового виходу СД  $h\nu_{\text{max}} = 470$  нм. У максимумі ефективності навіть при менших дозах ( $\Phi = 9,25 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) вона падає більш ніж втричі.



Спектральні характеристики СД InGaN/GaN

(ліворуч – вихідний; праворуч – опромінений  $D_\gamma = 4,5$  Мрад,  $^{137}\text{Cs}$ ), виміряні за різних температур.



Виявлено також, що в опроміненому зразку після припинення радіаційної обробки інтенсивність випромінювання протягом декількох хвилин релаксує до постійного значення. При цьому час релаксації збільшується зі зростанням дози електронів. Пострадіаційна «пам'ять» СД – наслідок існування хвостів густини станів у забороненій зоні кристала, у яких накопичуються неврівноважені носії заряду, які виникли в умовах високих рівнів іонізаційного збудження кристала.

Опромінення  $\gamma$ -квантами  $^{137}\text{Cs}$  ( $D_\gamma = 4,5$  Мрад) супроводжується падінням інтенсивності свічення у 2,5 раза (рисунок).

Встановлено, що дозі 0,1 кРад відповідає флюенс  $5,92 \cdot 10^{13} \text{см}^{-2}$  з  $E_e = 2$  МеВ.

# ФІЗИЧНИЙ ПІДХІД ДО ВИЗНАЧЕННЯ КРИТИЧНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ КРИХКОСТІ МЕТАЛУ КОРПУСУ ВВЕР-1000

С. О. Котречко<sup>1</sup>, В. М. Ревка<sup>2</sup>, К. Ф. Сорока<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Як відомо, вплив нейтронного опромінення проявляється в окрихченні металу, яке має дві складові: радіаційне зміцнення (збільшення границі текучості металу) та зменшення рівня його крихкої міцності. На практиці радіаційне окрихчення оцінюють за зсувом критичної температури крихкості  $\Delta T_c$ , яка визначається як різниця між критичними температурами в опроміненому та вихідному станах. Найпоширенішим методом визначення  $T_c$  є випробування на ударний вигин стандартних зразків Шарпі, при якому  $T_c$  визначається на кривій температурної залежності ударної в'язкості  $KCV$  при перетині її з пороговим значенням  $KCV_{th}$ . Як порогове значення використовують різні значення поглинутої енергії  $J$ : 28 Дж ( $KCV_{th} = 35$  Дж/см<sup>2</sup>) [1], 56 Дж ( $KCV_{th} = 70$  Дж/см<sup>2</sup>) [2], 48 Дж ( $KCV_{th} = 60$  Дж/см<sup>2</sup>) та 68 Дж ( $KCV_{th} = 85$  Дж/см<sup>2</sup>) [3]. Рівень 41 Дж ( $KCV_{th} = 51$  Дж/см<sup>2</sup>) зафіксований в американському стандарті ASTM E185 [4]. В Україні при визначенні  $T_c$  використовують ПНАЕ Г-7-002-86 [5] ( $T_c$  в [5] позначається як  $T_K$ ), в якому критеріальний рівень  $KCV_{th}$  не є постійним, а зростає при збільшенні величини границі текучості. Це цілком логічно, оскільки величина границі текучості дає вклад у величину роботи руйнування, тому при однакових рівнях крихкості металу, збільшення його міцності зумовлює зростання роботи руйнування [6]. Цей ефект необхідно враховувати при призначенні порогового рівня ударної в'язкості. У роботі запропоновано фізично-обґрунтований критерій визначення  $T_c$ , при якому величина порогового рівня ударної в'язкості коригується таким чином, щоб забезпечити однаковий рівень критичної деформації руйнування при радіаційно-індукованому збільшенні міцності металу.

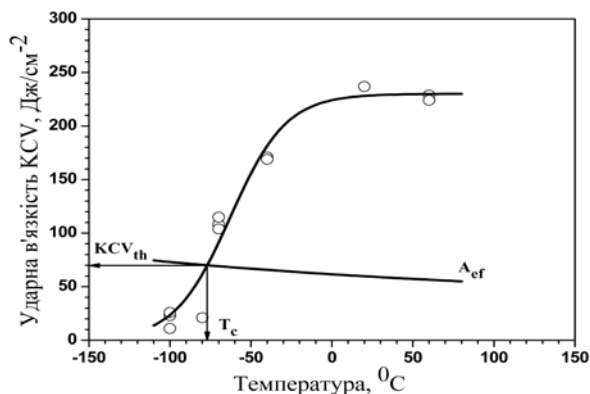


Рис. 1. Визначення порогового рівня  $KCV_{th}$  та критичної температури крихкості  $T_c$ , які відповідають заданій величині залишкової деформації.

Експериментальні дослідження передбачали проведення випробувань на одновісний розтяг стандартних циліндричних зразків для двох температур 293 і 573 К та серіальних випробувань на ударний вигин зразків типу Шарпі в інтервалі температур від 173 до 373 К. Як об'єкти досліджень використовувалися конструкційні сталі корпусів ВВЕР-1000 та метал їхніх зварних швів. Критична температура крихкості визначалась як точка перетину температурної залежності ударної в'язкості  $KCV$  з температурною залежністю роботи пластичної деформації  $A_{ef}$  в околі нарізу, при якій досягається значення локальної пластичної деформації  $e_f$  (рис. 1).

$$A_{ef} = 1,36 \cdot V_{ef} \cdot \sigma_{0,2}^D \cdot e_f, \quad (1)$$

де  $\sigma_{0,2}^D$  - границя текучості при динамічних навантаженнях:

$$\sigma_{0,2}^D = \sigma_a + C_1 \cdot \exp[-(C_2 - C_3 \ln \dot{e}_D) \cdot T], \quad (2)$$

де  $\sigma_a$  - атермічна складова границі текучості;  $C_1$  і  $C_2$  – константи, які визначаються за експериментальними даними на одновісний розтяг; для феритних сталей  $C_3 = 0,000415$ ;  $\dot{e}_D = 200$  с<sup>-1</sup> – швидкість локальної пластичної деформації при ударних випробуваннях;  $T$  – температура випробувань.

При руйнуванні конструкційних сталей з феритною мікроструктурою в інтервалі температур в'язко-крихкого переходу величина критичної деформації ініціювання крихкого руйнування в околі типових концентраторів напружень становить  $\sim 2\%$  [7]. Це дає змогу в першому наближенні покласти, що  $e_f = 0,02$ . При фіксованій величині критичної деформації  $e_f$  значення об'єму області локальної пластичної деформації повинно бути також незмінним. Проведена в роботі [8]

калібрувальна процедура визначення величини  $V_{ef}$  з використанням критеріальних рівнів  $KCV_{th}$  за [5] дала змогу отримати значення  $V_{ef} = 2,16 \text{ мм}^3$  для металу корпусів реакторів ВВЕР-1000. Отримані в роботі [8] результати дають можливість встановити зв'язок між рівнем  $KCV_{th}$  і значенням границі текучості  $\sigma_{0,2}$  у вигляді, зручному для практичного використання

$$KCV_{th} = a + b\sigma_{0,2}, \quad (3)$$

де

$$a = 1,36 \cdot V_{ef} \cdot e_f \cdot C_1 \left\{ \exp\left[-(C_2 - C_3 \ln \dot{\epsilon}_D) \cdot T_c\right] - \exp\left[-(C_2 - C_3 \ln \dot{\epsilon}_D) \cdot 293\right] \right\}, \quad (4)$$

$$b = 1,36 \cdot V_{ef} \cdot e_f = 0,058 \frac{\text{Дж/см}^2}{\text{МПа}}. \quad (5)$$

Слід зауважити, що у виразі (3) коефіцієнт  $a$  не є константою матеріалу, оскільки його величина залежить, перш за все, від рівня крихкої міцності металу [8].

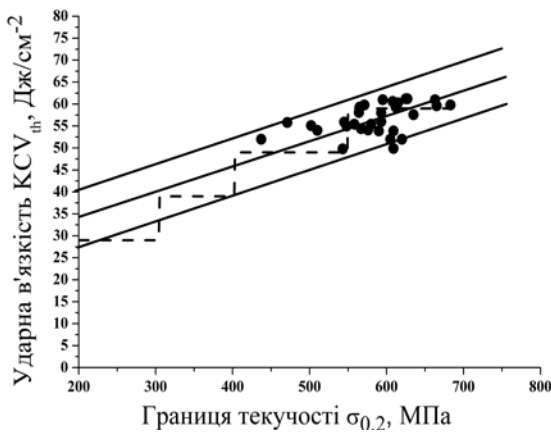


Рис. 2. Залежність порогових значень  $KCV_{th}$  від границі текучості  $\sigma_{0,2}$  при кімнатній температурі в умовах квазістатичного навантаження. Пунктирні лінії –порогові значення за [5].

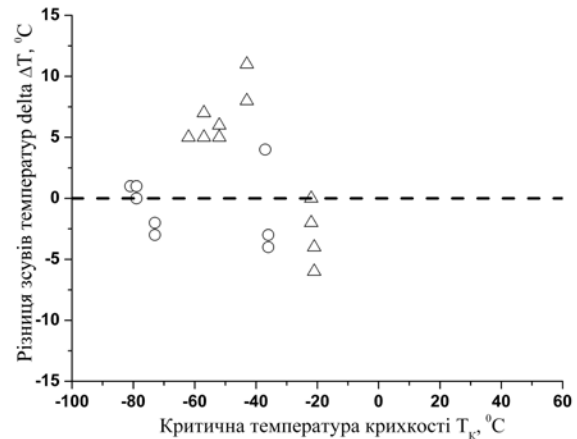


Рис. 3. Порівняння зсуву критичних температур крихкості, визначених за критеріальними рівнями  $KCV$  за [5], та за критерієм, запропонованим у [8].  $\circ$  – основний метал,  $\Delta$  – метал шва. ( $\text{delta } \Delta T_c = \Delta T_{Kc} - \Delta T_c$ ).

Проте, при інженерних розрахунках можна скористатися середнім значенням  $a = 22,63 \pm \pm 6,77 \text{ Дж/см}^2$ , враховуючи, що величина розсіювання цього значення може сягати 30 % (суцільні лінії на рис. 2). Аналіз даних, отриманих за запропонованою у [8] методикою, показує, що використання температурної залежності  $A_{ef}$  дає значення  $T_c$ , які відрізняються від  $T_K$  [5] менше, ніж на  $10^\circ\text{C}$ . Розкид даних не дає можливості зробити однозначний висновок щодо порівняння цих критеріїв, але якщо орієнтуватися на точність визначення критичної температури крихкості  $\pm 4^\circ\text{C}$ , стає помітно, що використання критерію ПНАЭ Г-7-002-86 призводить до зниження критичної температури, тобто недооцінює ступінь окрихчення металу. Порівняння зсувів критичних температур (рис. 3) показує, що в цьому випадку може мати місце протилежний ефект, тобто, використання критерію ПНАЭ Г-7-002-86 може завищувати значення зсуву критичної температури крихкості.

1. K. Wallin. A simple theoretical Charpy-V –  $K_{Ic}$  correlation for irradiation embrittlement. In: D.L. Marriott et al. (Eds.) *Innovative Approaches to Irradiation Damage and Fracture Analysis* (New York: American Society of Mechanical Engineers, 1989) p. 93.
2. B. Tanguy et al. *Engng Fract. Mech.* 72 (2005) 49.
3. H.W. Viehriq et al. *Application of the Master Curve Approach to Fracture Mechanics Characterisation of Reactor Pressure Vessel Steel* (Wissenschaftlich-Technische Berichte / Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf; FZD-536, 2010) 32 p.
4. Standard Practice for Design of Surveillance Programs for Light-Water Moderated Nuclear Power Reactor Vessels, ASTM E185-16 2016. doi:10.1520/E0185-16.
5. Нормы расчета на прочность оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок, ПНАЭ Г-7-002-86.
6. А. Котречко, Ю.Я. Мешков. *Проблемы прочности* 4 (2001) 79.
7. S. Kotrechko, B. Strnadel, I. Dlouhý *Appl. Fract. Mech.*, 47 (2007) 171.
8. S. Kotrechko, V. Revka, K. Soroka. *Metallofizika i Novejshie Tekhnologii* 45 (2023) 1015.

# EFFECTS OF THE DEGRADATION OF METHANE MOLECULES DURING SELF-OSCILLATION PROCESSES IN THE SOLID METHANE UNDER ELECTRON IRRADIATION

**V. V. Mykhaylovskyy, V. I. Sugakov**

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

The work will focus on processes in solid methane at temperatures below 100K. Methane is a simple organic system widely distributed on the Earth and in space. Solid methane in the form of ice is one of the best reactor neutron moderators [1]. There are hypotheses that explain some processes occurring in space by the presence of methane. Thus, the emergence of complex organic molecules is explained by the reactions of methane radicals formed during its irradiation by a stream of particles [2]. There are also hypotheses [3] that the flares observed on comets are associated with instabilities and explosive processes in methane at nuclear irradiation.

In the work [1] the experiments on moderating neutrons with solid methane discovered a temperature flash. The flash was explained by the occurrence of self-oscillations in the concentration of CH<sub>3</sub> radicals created by irradiation and temperature. When two CH<sub>3</sub> molecules recombine, an ethane molecule C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> is formed and 368 kJ/mol of energy is released. With the accumulation of CH<sub>3</sub> molecules due to irradiation, the system becomes unstable with respect to temperature and molecule concentration variations. A small fluctuation increase in temperature leads to acceleration of the recombination of the molecules, during which the temperature rises further. As a result a thermal flash occurs.

The authors of the work [4] revealed a sharp pressure peak caused by the desorption of the particles from solid methane irradiated by electrons. This pressure peak can also be the result of the temperature self-oscillations and the appearance of methane decay products. Sometimes the authors observed additional pressure peaks that manifested themselves in time with a lower frequency. These additional peaks were explained in [5] by the appearance of self-oscillations associated with the processes of formation of hydrogen molecules.

In this work, we have studied the effect on self-oscillations of the destruction of methane molecules by the flow of electrons, both with the formation of methyl molecules and other molecules. We have taken into account the changes in the number of CH<sub>3</sub> and CH<sub>4</sub> molecules and the temperature over time. Also, we have considered the process of accumulation of ethane molecules over time.

Let us denote by  $n_1$ ,  $n_2$ , and  $n_3$  the concentration of the CH<sub>4</sub>, CH<sub>3</sub>, and C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> molecules respectively. The dynamics of these values are described by the following system of equations

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -G(1 + r_1)n_1, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = Gn_1 - K_0 \exp(-E_a/(\kappa T))n_2^2 - Gr_2n_2, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = K_0 \exp(-E_a/(\kappa T))n_2^2 - Gr_3n_3, \quad (3)$$

$$c(T) \frac{\partial T}{\partial t} = P + E K_0 \exp(-E_a/(\kappa T))n_2^2 / v_0 - b(T - T_b). \quad (4)$$

Here  $G$  is equal to the probability of the formation of the molecule CH<sub>3</sub> from the molecule CH<sub>4</sub> by irradiation per unit time,  $K_0$  is the kinetic coefficient of recombination of radicals,  $c(T)$  is the heat capacity of a methane volume unit,  $P$  is part of the energy spent by the electron flux to heating of a sample per unit time,  $E_a$  is the migration activation energy of CH<sub>3</sub> radicals,  $b$  is the coefficient of energy transfer from the sample to the thermostat. In this work we have taken into account not only the process of the transformation of CH<sub>4</sub> into CH<sub>3</sub>, but also other processes leading to the disappearance of methane and methyl molecules during irradiation, describing the disappearance of the molecules by the terms with  $r$  coefficients.

Fig. 1 shows the typical time dependencies of the concentrations of CH<sub>3</sub> molecules in irradiated methane. The CH<sub>3</sub> molecules are created from CH<sub>4</sub> and accumulate in the crystal. Then the thermal instability occurs and releases with annealing the CH<sub>3</sub> into C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>. This process is repeated again and again till the concentration of CH<sub>4</sub> is enough to maintain the creation of CH<sub>3</sub>. After this, the oscillations stop.

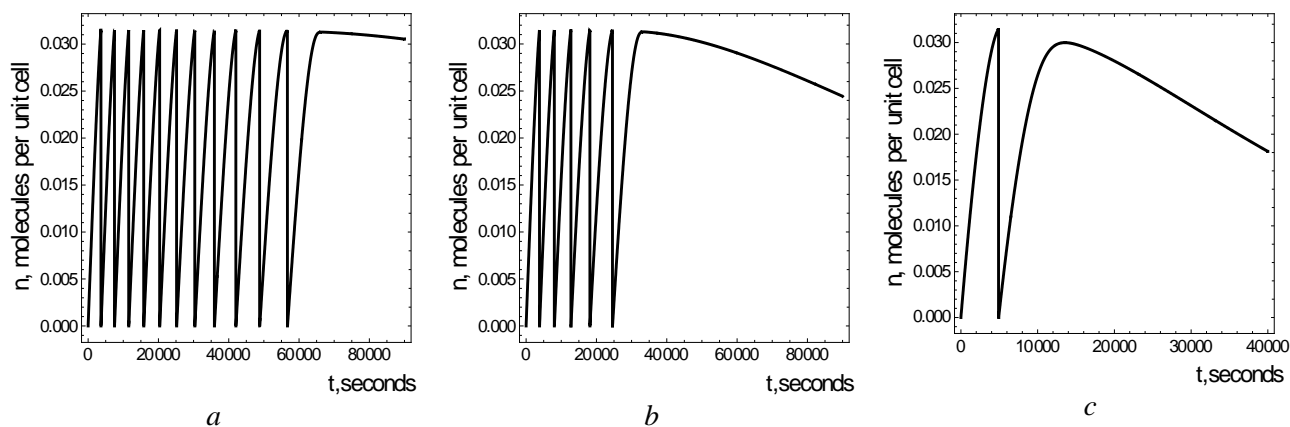


Fig. 1. Time dependence of the concentrations of  $\text{CH}_3$  molecules in the methane irradiated by electrons at  $r_1 = r_2 = r_3 = r$  for different intensity of degradation processes:  $a - r = 0.1$ ,  $b - r = 1$ ,  $c - r = 4.555$ .

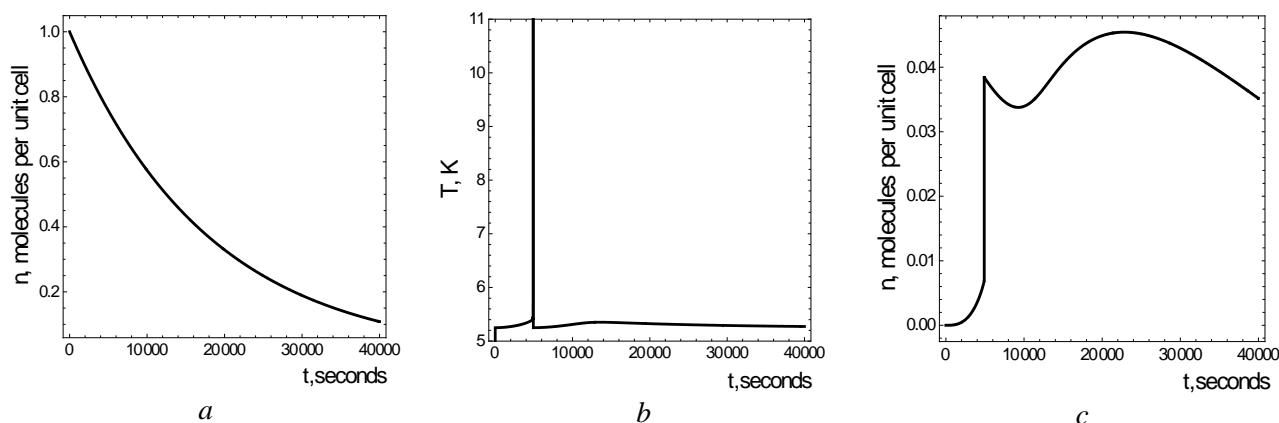


Fig. 2. Time dependence of different system variables in the methane irradiated by electrons:  $a$  – the concentrations of  $\text{CH}_4$  molecules,  $b$  – the temperature,  $c$  – the concentrations of  $\text{C}_2\text{H}_6$  molecules.

Self-oscillations in [6] were observed when methane was irradiated with low-energy electrons when their energy was insufficient to remove a proton from a methane molecule. The creation of  $\text{CH}_3$  molecules in this case can occur through the recombination of positively charged methane molecules, caused by irradiation, with free electrons of the incident flow and torn from the molecules. According to experimental data, the relative values for various  $\text{CH}_4$  dissociation channels are equal to 0.18 for the  $\text{CH}_3 + \text{H}$  channel, 0.06 for  $\text{CH}_2 + \text{H}_2$ , 0.51 for  $\text{CH}_2 + 2\text{H}$ , 0.23 for  $\text{CH} + \text{H}_2 + \text{H}$ , 0.02 for  $\text{CH} + 2\text{H}_2$ . Hence, for the value of  $\text{CH}_4$  decay, we may obtain  $r_1 = 4.555$ . For this case, the calculations are shown in Figs. 1,  $c$  and 2.

Thus, 1) in the presence of degradation of the methane molecules, self-oscillations are realized for a limited number of vibrations; 2) the number of oscillations decreases with increasing intensity of the degradation process; 3) there is a sharp jump in the yield of the reaction product at the beginning of each new cycle of oscillations.

1. J.M. Carpenter. Nature 330 (1987) 358.
2. C. Zhu et al. Astrophys. J. 920 (2021) 73.
3. O. Kirichek et al. Journal of Physics: Conf. Ser. 969 (2018) 012006.
4. E. Savchenko et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B433 (2018) 23.
5. M.A. Bludov et al. Nucl. Phys. At. Energy 21(2020) 312.
6. R.D. Thomas et al. J. Phys. Chem. A 117 (2013) 9999.

## ВПЛИВ ЛЕГУЮЧИХ ДОМІШОК НА КІНЕТИКУ СПАДУ ФОСФОРЕСЦЕНЦІЇ ПРИ ФІКСОВАНИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

**О. М. Поп, І. Г. Мегела, В. Т. Маслюк, В. І. Роман, І. В. Пилипчинець,  
Є. В. Олейников, О. В. Пап, І. Ю. Роман, М. П. Візенко, Й. Й. Гайніш**

*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна*

Відомо, що в усіх термолюмінесцентних матеріалах відразу після опромінення, спостерігається довготривала фосфоресценція. На відміну від термолюмінесценції, явище фосфоресценції вивчено значно менше, зокрема, не досліджений вплив температури на кінетику спаду фосфоресценції. Враховуючи, що глибокі рівні прилипання відповідальні за піки термолюмінесценції, фосфоресценція пов'язана з наявністю мілких рівнів, активація яких очевидно залежна від температури.

У даній роботі досліджено вплив температури вимірювання на кінетику спаду фосфоресценції у нелегованих та легованих зразках фториду літію (LiF). Встановлену залежність необхідно враховувати при дослідженні впливу на кінетику спаду фосфоресценції інших факторів, таких, як енергія електронів, флюенс та інтенсивність опромінення, а також легування зразків.

У роботі наведено результати дослідження залежності кінетики спаду фосфоресценції при температурах вимірювання 20, 25, 30 і 35 °С зразків фториду літію, опромінених електронами з енергією 18 МеВ. Досліджені нелеговані зразки фториду літію розміром  $1 \times 1$  см товщиною 1 мм та стандартні зразки ДТГ (LiF: Mg, Ti) діаметром 5 мм, товщиною 1 мм. Опромінення всіх досліджених зразків здійснювалося на мікротроні М-30 відділу фотоядерних процесів ІЕФ НАН України за температури 18 °С. Поле опромінення створювалося розсіюванням виведеного пучка на тонкій танталовій мішені товщиною 50 мкм з використанням формуючого коліматора, який покращував однорідність електронного пучка на місці встановлення зразків. У цьому разі опромінення електронним пучком здійснюється у супроводі гальмівного опромінення гамма-квантами. Флюенс на місці встановлення зразків визначався за струмом прискорених електронів, який вимірювався циліндром Фарадея з каліброваним входним отвором. Циліндром Фарадея калібрувався напівпрозорий монітор вторинної емісії, під'єднаний до інтегратора струму. Досліджувані зразки опромінено однаковим флюенсом  $5 \cdot 10^{11}$  ел·см<sup>-2</sup> та однаковою інтенсивністю  $9 \cdot 10^9$  ел·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Після закінчення опромінення і технологічного інтервалу (~80 с), у досліджуваних зразках вимірювалася фосфоресценція. Вимірювання кінетики спаду фосфоресценції здійснювалося фотоелектронним помножувачем ФЕУ-106 у режимі рахунку фотонів. За допомогою програмного забезпечення, яке полягало у підйомі температури від кімнатної (~17 °С) до температури вимірювання, яка підтримувалася стабільно впродовж усього часу вимірювання кінетики спаду фосфоресценції.

На рис. 1 для ілюстрації показано динаміку зміни та встановлення температури зразка 25 °С після опромінення нелегованого та легованого фториду літію.

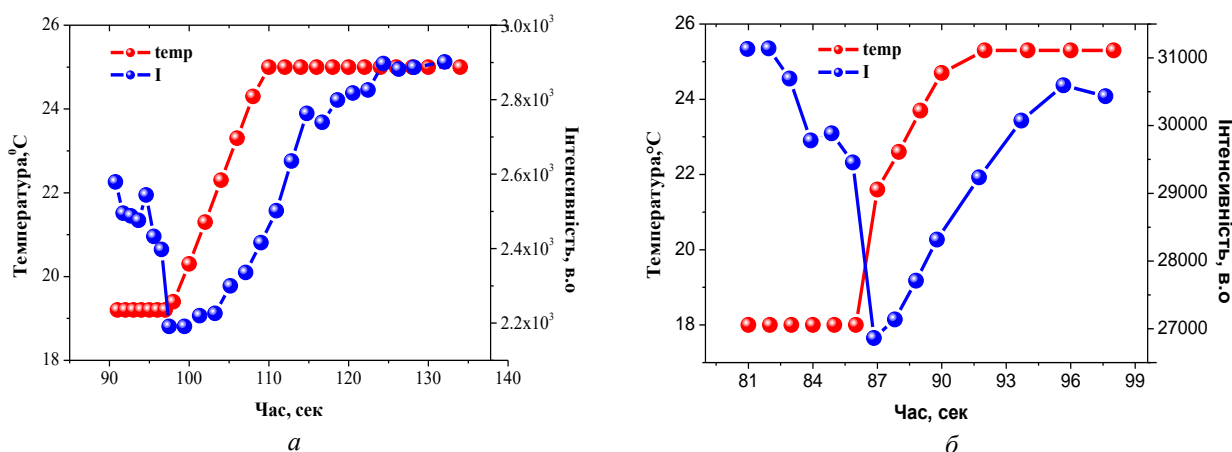


Рис. 1. Динаміка зміни та встановлення температури зразка 25 °С після опромінення: нелегованого LiF (а) та LiF: Mg, Ti (б).

Рис. 1 показує залежність кінетики спаду фосфоресценції від температури вимірювання. На початку вимірювання, за рахунок підйому температури від кімнатної ( $t = 17$  °С) до температури вимірювання ( $t = 25$  °С), спостерігається незначне зростання виходу фосфоресценції, після чого йде її спад для всіх зразків.

На рис. 2 показано вплив температури вимірювання на кінетику спаду фосфоресценції. Як видно з рисунка, вихід світосуми фосфоресценції збільшується з ростом температури як для нелегованих так і для легованих зразків. Вихід фосфоресценції у нелегованих LiF значно менший, ніж у LiF: Mg, Ti при кожній температурі вимірювання. У всіх зразках початковий етап (до ~300 с) кінетики спаду фосфоресценції описується експоненціальним законом.

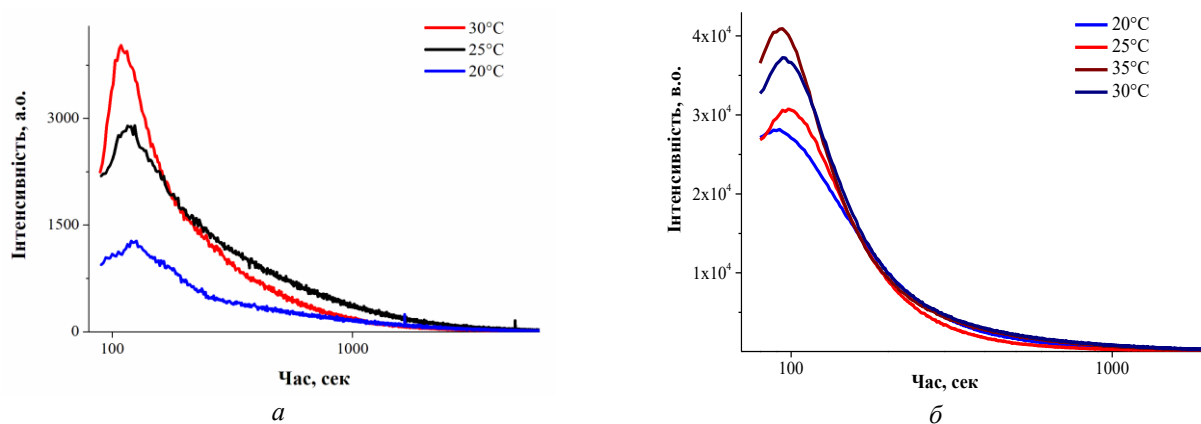


Рис. 2. Кінетика спаду фосфоресценції від температури вимірювання зразків нелегованого LiF (а) та LiF: Mg, Ti (б).

Кінцевий етап кривої фосфоресценції задовільно описується гіперболою Беккереля, що свідчить про рекомбінаційний характер.

Отримані результати свідчать, що кінетика спаду фосфоресценції чутлива до температури вимірювання. Встановлене явище потрібно враховувати при порівнянні інших умов опромінення.

## НЕЙТРОННІ ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ФУЛЕРЕНУ C<sub>60</sub> НА ДИНАМІКУ МОЛЕКУЛ ОРГАНІЧНИХ РОЗЧИННИКІВ

В. І. Слісенко, О. А. Василькевич

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Дослідження динамічних процесів у розчинах фулеренів є важливою задачею як з точки зору фундаментальної науки, так і з різнобічного прикладного застосування. Своєрідність будови молекул фулеренів визначає їхні унікальні фізичні та хімічні властивості і широке практичне застосування: від новітніх нанотехнологій до біології і наномедицини. Крім того, інтерес до досліджень розчинів фулеренів пов'язаний з тим, що сучасні методи отримання фулеренів у макроскопічних кількостях ґрунтуються на використанні органічних розчинників. Відокремлення фулеренів від сажі базується на тому, що вони, на відміну від інших компонентів сажі, добре розчиняються в органічних розчинниках (бензолі, толуолі, ксилолі тощо). Слід також зазначити, що толуол відрізняється від бензолу лише однією метильною групою CH<sub>3</sub>. Тому є можливість виявити роль цієї групи у динамічних процесах. Отже, метою даної роботи було дослідження методом нейтронної спектроскопії впливу фулерену C<sub>60</sub> на динаміку молекул органічних розчинників.

Дослідження проводилися методом квазіпружного розсіяння повільних нейтронів (КПРН), суть якого полягає у тому, що нейтрони, взаємодіючи з дифузійними рухами молекул, змінюють свою енергію та імпульс у процесі розсіяння. Це призводить до розширення монохроматичної лінії нейтронів, що падають на зразок. Інформація щодо характеристик дифузії міститься у функціональній залежності даного енергетичного розширення від квадрату зміни імпульсу нейтрона при його розсіянні.

Необхідно звернути увагу на специфіку взаємодії нейтронів з молекулами, до складу яких входить водень. Оскільки некогерентна компонента перерізу розсіяння нейтронів на протонах у ~10 разів більша перерізів розсіяння на ядрах інших атомів, то це призводить до того, що динаміка молекул водневовмісних рідин нейтронним методом досліджується опосередковано – через дифузійні рухи атомів водню. У нашому випадку молекула бензолу містить по шість атомів водню і вуглецю, а молекула толуолу сім і вісім відповідно. Сумарно переріз некогерентного розсіяння нейтронів молекулою бензолу у ~15 разів більший її когерентного перерізу (вуглець є чисто когерентним розсіювачем). Для молекули толуолу це співвідношення становить ~16. Тому, зважаючи на масу та розміри молекули фулерену і співвідношення перерізів розсіяння нейтронів на ядрах вуглецю і водню, розширення піків КПРН  $\Delta E(Q^2)$  у наших дослідженнях викликане практично дифузійними рухами виключно молекул органічного розчинника. Іншими словами, у нашому випадку має місце своєрідний нейтронно-контрасний експеримент, який дав змогу отримати параметри дифузії, що характеризують динаміку тільки молекул розчинників.

Для інтерпретації спектрів КПРН було використано модель Оскотського - Іванова [1], у якій само-дифузія молекул води здійснюється за двома механізмами: 1) механізм неперервної дифузії: молекула здійснює коливання протягом часу  $\tau_0$  в оточенні своїх сусідів, а саме оточення неперервним чином переміщується у просторі; 2) активаційний механізм дифузії: молекула через час  $\tau_0$  стрибком переходить в інше оточення і там продовжує коливання до нового стрибка. Тобто, енергетичне розширення квазіпружного піка в рідинах можна представити у вигляді суми колективного та одночастинкового внесків. Це у свою чергу дає змогу розкласти загальний коефіцієнт самодифузії на дві складові: колективну і одночастинкову.

Дослідження спектрів КПРН проводилися на багатодетекторному нейтронному спектрометрі за часом прольоту дослідницького ядерного реактора ВВР-М ІЯД НАН України. Енергія падаючих на зразок нейтронів дорівнювала 13,2 меВ. Спектри розсіяних нейтронів вимірювалися у діапазоні кутів  $25,1^\circ - 101,3^\circ$  та реєструвалися системою багатомірного часового аналізу AI-9216. Досліджуваний зразок знаходився у пласкому контейнері розміром 50 × 60 мм з дюралюмінієвими діафрагмами товщиною 0,5 мм. Для вилучення внеску багатократного розсіяння нейтронів у спектри товщина зразка була вибрана 0,9 мм.

Отже, згідно з процедурою, описаною у [2], було визначено повний коефіцієнт самодифузії  $D$ , його колективна  $D_{\text{кол.}}$  і одночастинкова  $D_{\text{о.ч.}}$ , внески та час релаксації  $\tau_0$ , довжина стрибка  $l_0$  молекули та довжина переміщення молекули за механізмом неперервної дифузії  $l$  до і після розчинення фулерену. Значення цих характеристик дифузії наведено у таблиці. З їх аналізу випливає, що, по-перше, повний коефіцієнт  $D$  всіх об'єктів досліджень формується (більше, ніж на 70 %) активаційним механізмом дифузії. По-друге, після розчинення фулерену C<sub>60</sub> повний коефіцієнт самодифузії бензолу



### Характеристики дифузії чистих бензолу і толуолу та в розчинах з фулереном C<sub>60</sub>

Зразок	D, 10 <sup>-9</sup> м <sup>2</sup> /с	D <sub>кол.</sub> , 10 <sup>-9</sup> м <sup>2</sup> /с	D <sub>о.ч.</sub> , 10 <sup>-9</sup> м <sup>2</sup> /с	τ <sub>0</sub> , 10 <sup>-12</sup> с	l <sub>0</sub> , 10 <sup>-10</sup> м	l, 10 <sup>-10</sup> м
Бензол	8,80	1,95	6,85	0,64	1,62	0,86
Бензол + фулерен	8,36	2,15	6,21	0,78	1,70	1,0
Толуол	8,04	0,81	7,23	0,59	1,61	0,54
Толуол + фулерен	7,35	2,17	5,18	1,29	1,87	1,21

зменшується на ~4 %, а толуолу – на ~8,6 %. Колективна складова D<sub>кол.</sub> при цьому збільшується на 10 і 63 % відповідно. Одночастинкова складова повного коефіцієнта самодифузії молекул при переході від чистого розчинника до розчину навпаки зменшується на 9 і 28 % для бензолу і толуолу відповідно. Таким чином, розчинення фулерену C<sub>60</sub> в органічному розчиннику спричиняє перерозподіл між колективною і одночастинковою складовими повного коефіцієнта самодифузії та його зменшення. Ці зміни супроводжуються зростанням часу τ<sub>0</sub> молекули розчинника у коливному стані, довжини її стрибка l<sub>0</sub> та неперервного переміщення l. Як бачимо, фулерен C<sub>60</sub> істотно впливає на динаміку молекул саме системи фулерен-толуол. І це пов'язано з наявністю у толуолу метильної групи СН<sub>3</sub>, яка підвищує реакційну здатність бензенового ядра.

Як відзначалося вище, у випадку наших зразків досліджень, метод КРПН дає інформацію про дифузію та її механізми виключно молекул розчинників. У роботі [3] наведено результати дослідження дифузії фулерену C<sub>60</sub> у бензолі. Повний коефіцієнт дорівнює 9,1·10<sup>-10</sup> м<sup>2</sup>/с. Тобто, інтенсивність дифузійних рухів молекул фулерену C<sub>60</sub> у розчині у ~10 разів менша інтенсивності дифузії молекул розчинника.

Отже, відзначимо:

дослідження методом КРПН дали змогу визначити характеристики дифузії молекул бензолу і толуолу як чистих, так і в розчинах з фулереном C<sub>60</sub>;

установлено, що їх повний коефіцієнт самодифузії D майже у 10 разів більший, ніж у молекул фулерену;

виявлено, що повний коефіцієнт самодифузії D більше, ніж на 70 % формується активаційним механізмом дифузії молекул розчинника;

при розчиненні фулерену C<sub>60</sub> відбувається перерозподіл між активаційним і колективним механізмами самодифузії молекул розчинника та зменшення повного коефіцієнта D;

хоча бензол і толуол структурно різняться лише однією метильною групою СН<sub>3</sub>, проте наявність цієї групи спричиняє значні зміни у динаміці молекул толуолу при розчиненні фулерену C<sub>60</sub>.

1. В.С. Оскотский. ФТТ 5 (1963) 1082.
2. Л.А. Булавін та ін. *Нейтронна спектроскопія конденсованих середовищ* (Київ: Академперіодика, 2005) 635 с.
3. D. Dubois et al. J. Phys. Chem 96 (1992) 7137.

## ПЛАЗМОВО-ХІМІЧНЕ ОСАДЖЕННЯ $\alpha$ -C:H:N ЗАХИСНИХ ПОКРИТТІВ ДЛЯ ДЕТЕКТОРІВ НА ОСНОВІ CdZnTe

О. Б. Смірнов<sup>1</sup>, Р. К. Савкіна<sup>1</sup>, Є. В. Малий<sup>2</sup>, А. М. Лук'янов<sup>1</sup>, Д. П. Стратілат<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

CdZnTe є перспективним матеріалом для виробництва  $x$ - і  $\gamma$ -детекторів, що працюють при кімнатній температурі і виробляють струм під дією напруги затвора, після впливу високоенергетичного випромінювання. У роботі досліджувалися зміни модифікації поверхні напівпровідника CdZnTe після проведення йонно-плазмової обробки вихідних та опромінених зразків.



Рис. 1. Зразки  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  ( $x \sim 2\%$ ), E50A1 (C1-C4), з контактами Au.

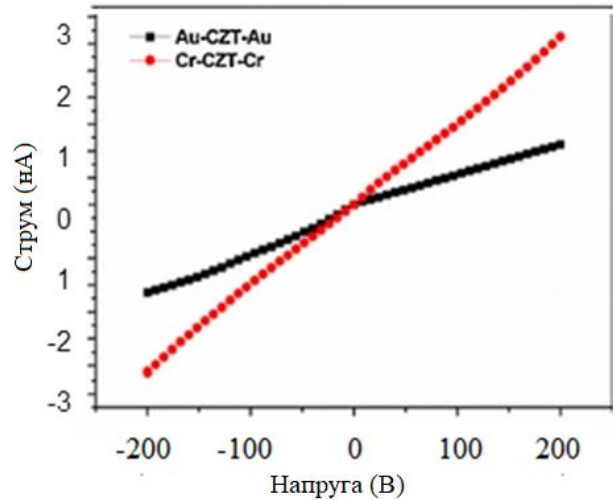


Рис. 2. ВАХ зразків CdZnTe Cr та Au електродів [1].

Зразки розрізали на квадрати ( $2 \times 5 \times 5$ ) мм (рис. 1). Початковий, темновий питомий опір досліджуваних зразків CZT становив  $\sim(0,5 - 2,0) \cdot 10^7$  Ом см, а добуток рухливості на час життя електронів становить близько  $10^{-3}$   $cm^2 V^{-1}$ . Струм витоку CdZnTe з Cr електродом більший, ніж струм з Au електродом (рис. 2), що ілюструє меншу висоту бар'єра Шотткі на межі Cr/ CdZnTe.

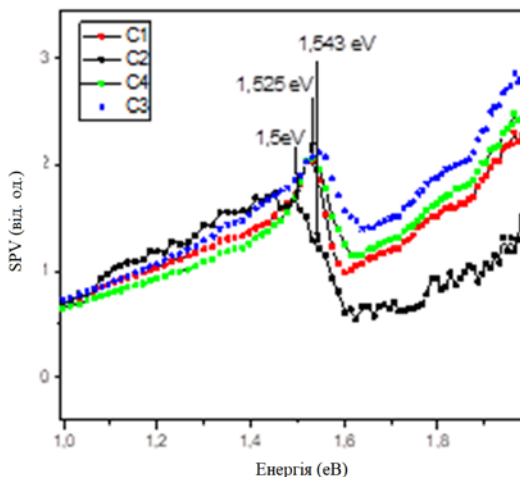


Рис. 3 Спектральний розподіл поверхневої фотонапруги (SPV) зразків CZT (C3 - плазмово-хімічне осадження  $\alpha$ -C:H:N).

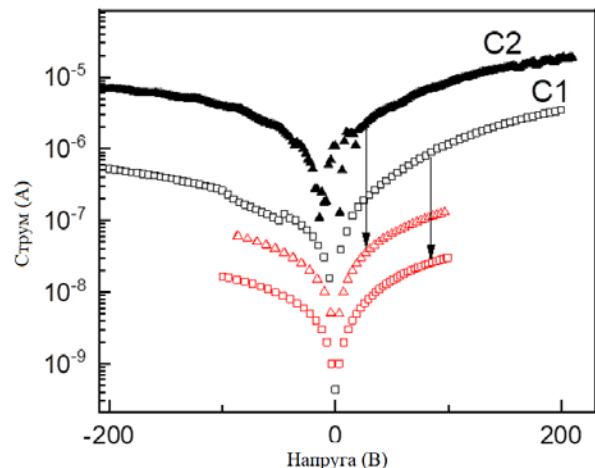


Рис. 4 Зразки C1 (DLC покриття) і C2 до і після опромінення  $\gamma$ -квантами Co-60.

Оскільки спектральний розподіл поверхневої фотонапруги (SPV, рис. 3) пропорційний коефіцієнту оптичного поглинання  $\alpha$ , то значення енергетичного розриву  $E_g$  може бути визначено зміною  $\alpha$ , як функції енергії фотона. Незважаючи на це, процедуру екстраполяції, яка зазвичай використовується

для визначення забороненої зони в аналізі абсорбційної спектроскопії, не можна застосовувати. При енергіях фотонів, близьких до забороненої зони, SPV має швидко зростати до значення насичення. Подальша поведінка спектрального розподілу поверхневої фотонапруги залежить від стану поверхні досліджуваного зразка.

$E_g$  слід визначати енергетичним положенням, яке спостерігається через рекомбінацію електронів і дірок на поверхні матеріалу, що сильно зменшує сигнал SPV. Коли енергія фотона наближається до  $E_g$ , коефіцієнт поглинання  $\alpha$  сильно зростає і, відповідно, глибина проникнення світла сильно зменшується. Таким чином, електронно-діркові пари генеруються у приповерхневому шарі і в основному рекомбінують там, через високу щільність поверхневих станів. Результируючий сигнал SPV таким чином зменшується. У разі, якщо поверхня оброблена, реалізується набагато менша щільність поверхневих станів, отже поверхнева рекомбінація відіграє незначну роль. Результируючий сигнал SPV не зменшується так швидко, а його пік зміщується до більшого значення енергії та забезпечує більш реальне значення  $E_g$ .

Значення енергетичної щільності  $E_g$  можна визначити для кристалів  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  за допомогою рівняння Тобіна та ін. [2]. Спектри SPV (див. рис. 3) дають можливість зробити висновок про те, що досліджувані зразки мали невеликі відмінності вихідних параметрів, що також видно з даних, наведених у таблиці.

#### Дані зразків $Cd_{1-x}Zn_xTe$ монокристалів

Зразок		$R_o$ , Ом	$\rho_o$ , Ом·см	$R_{DLC}$ , Ом	$\rho_{DLC}/\rho_s$ , Ом·см	$E_{max}$ , eB
C1	DLC / $\gamma^*$	$1,8 \cdot 10^7$	$2,25 \cdot 10^7$	$2,5 \cdot 10^8$	$3,0 \cdot 10^8 / 2,0 \cdot 10^9$	1,525
C2	Init / $\gamma^*$	$1,44 \cdot 10^7$	$1,8 \cdot 10^7$	–	– / $10^9$	1,5, - 1,543
C3	DLC	$1,5 \cdot 10^7$	$2,0 \cdot 10^7$	$1,8 \cdot 10^8$	$4,5 \cdot 10^8$	1,543
C4	DLC	$5,0 \cdot 10^6$	$6,0 \cdot 10^6$	$7,4 \cdot 10^7$	$2,0 \cdot 10^8$	1,525

Примітка. \*  $\gamma$ -доза  $5 \cdot 10^5$  Рад.

У роботі отримано ефект значного зменшення струму витоку (не менше, ніж у 10 разів), як результату пасивації бічних поверхонь зразків  $x/\gamma$ -детекторного матеріалу  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  ( $x = 0,02$ ) плівкою DLC. Встановлено, що відбувається збільшення на порядок величини питомого опору ( $10^8 \rightarrow 10^9$  Ом) досліджуваних зразків.

Також досліджено вплив контактів на характер експериментальних ВАХ, у результаті якого відбувається підвищення робочих значень напруги зміщення у детекторній структурі DLC/ $Cd_{1-x}Zn_xTe$  ( $x = 0,02$ ). Зразки, що піддавалися плазмо-хімічному осадженню показали радіаційну стійкість захисних покриттів  $\alpha$ -C:H:N для детекторів на основі CdZnTe (рис. 4), а синтезовані алмазоподібні покриття  $\alpha$ -C:H:N мають задовільні адгезійні та когезійні властивості.

1. S. Xi et al. Journal of Materials Science: Materials in Electronics 29 (2018) 5049.
2. S.P. Tobin et al. Journal of Electronic Materials 24 (1995) 1189.

# ОСОБЛИВОСТІ ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВИХІДНИХ І ОПРОМІНЕНИХ СВІТЛОДІОДНИХ СТРУКТУР, ВИРОЩЕНИХ НА ОСНОВІ СПОЛУК А<sup>III</sup>В<sup>V</sup>

**В. П. Таргачник**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Гомоперехідні світлодіоди (СД), одержані епітаксійним нанесенням плівок на фосфідо-галієву монокристалічну підкладку, мають незаперечну перевагу порівняно зі значно складнішими і ефективнішими випромінювачами – простоту технології вирощування, а відтак низьку собівартість.

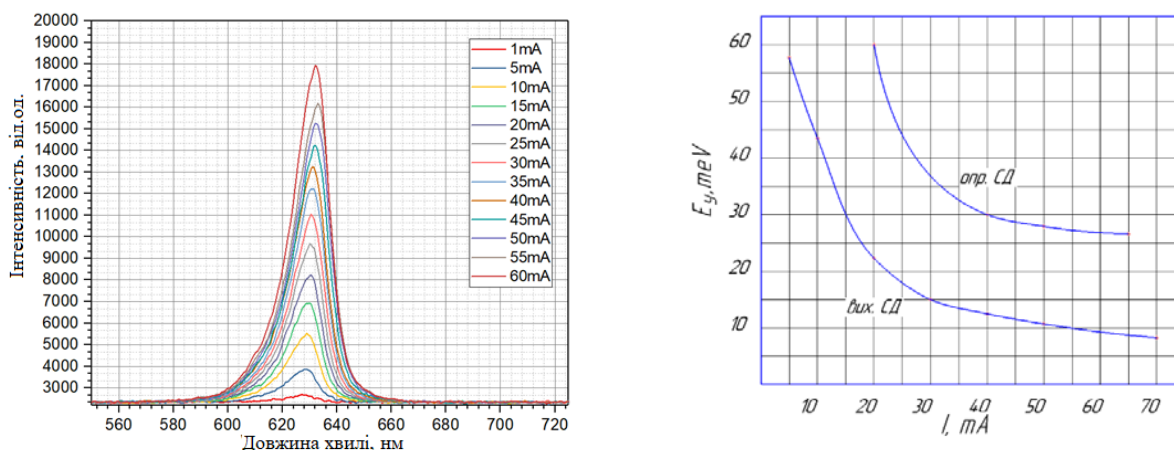
Згадана якість властива також СД GaAsP, де випромінювання генерується шаром твердого розчину GaP – GaAs. Проте коли у СД GaP величина квантового виходу обмежена непрямозонністю кристала («ефект зонної структури»,  $\eta \leq 1\%$ ), то при  $x \sim 0,45$  розчин GaAsP стає прямозонним і заборона, накладена формою С-зони, знімається. У разі додаткового легування азотом  $\eta$  сягає 10 - 15 %. Завдяки тому, що глибина залягання рівня екситону на парах NN<sub>1</sub> знаходиться у межах 50 - 100 меВ, зелене свічення можна спостерігати і використовувати при температурах, вищих кімнатної

Другий серйозний недолік гомоперехідних *p-n*-структур – велика ширина збідненого шару ( $d \sim 1$  мкм), в якому накопичуються неосновні носії заряду і протікає рекомбінаційний процес. Підвищена концентрація дефектів структури, властива всяким перехідним областям, призводить до виникнення значної кількості безвипромінювальних рівнів, які згубно впливають на ефективність електролюмінесценції.

Гетероструктурні діоди із квантовими ямами (КЯ) позбавлені впливу згаданих недоліків завдяки наноструктурним особливостям рекомбінаційного об'єму – нанометрові КЯ оточені потенціальними бар'єрами для носіїв заряду, що перешкоджає їхньому розтіканню по області просторового заряду і сприяє накопиченню у межах КЯ.

Нахил низькоенергетичної половини спектральної лінії дає можливість визначити енергію Урбаха, ( $E_y$ ) яка характеризує ступінь розупорядкованості структури кристала; її величина служить критерієм глибини проникнення хвостів густини станів у заборонену зону напівпровідника. Виявилось, що  $E_y$  зменшується при зростанні рівня інжекції, що можна трактувати як наслідок заповнення глибоких «хвостів» носіями струму.

На рисунку показано спектр випромінювання СД GaAsP та залежність  $E_y$  від струму інжекції.



Залежність інтенсивності свічення та енергії Урбаха (рисунки ліворуч і праворуч відповідно) через СД GaAsP ( $T = 290^\circ\text{K}$ ).

Спектр випромінювання СД InGaN з великою концентрацією дефектів краще описує статистика Лоренса ніж розподіл Гаусса.

Очевидно, що вплив великої концентрації точкових дефектів стає основним і неоднорідність розширення спектральної лінії пов'язана переважно з порушенням структури радіаційного походження.

Після  $\gamma$ -опромінення  $^{137}\text{Cs}$   $D_\gamma = 4,5$  МРад СД InGaN інтенсивність свічення зменшується у 2,44 раза; електронне опромінення ( $E_e = 2$  МеВ;  $\Phi = 5,33 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>) спричиняє падіння інтенсивності у п'ять разів, отже поглинутій дозі 1 Гр  $^{137}\text{Cs}$  можна поставити у відповідність потік електронного

опромінення  $\Phi = 5,92 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Введення точкових дефектів  $\gamma$ -квантами  $^{137}\text{Cs}$  призводить також до збільшення напівширини спектральних ліній; якщо при  $T = 290 \text{ К}$   $\Gamma_{\text{вих}} = 15,4 \text{ нм}$ , то  $\Gamma_{\text{опр}}^{4,5\text{Мрад}} = 22 \text{ нм}$ . Профіль основної лінії випромінювання СД InGaN при  $300 \text{ К}$  – близький до Гауссового профілю з  $\lambda_{\text{max}} = 465 \text{ нм}$ , напівшириною  $15,4 \text{ нм}$  та фонним повторенням основної  $\lambda_{\text{max}} = 480 \text{ нм}$ , зумовленим емісією акустичного фонуна  $h\nu_{\text{max}} = 87 \text{ меВ}$ . За величиною її високоенергетичної та низькоенергетичної половин визначенні температури носіїв  $T_e$  в активній області та величини енергій Урбаха  $E_y$  відповідно.

**НЕСАМОСТІЙНИЙ ВАКУУМНИЙ ДУГОВИЙ РОЗРЯД У МАГНІТНОМУ ПОЛІ:  
ПАРАМЕТРИ ПЛАЗМОВИХ ПОТОКІВ І ОСНОВНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ РОЗРЯДУ  
В ПАРАХ ЦИРКОНІЮ**

**А. Г. Борисенко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

На 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 вважається за доцільне використання як металевих покриттів, так і покриттів із сполук металів з різними газами [1]. При розробці нових корозійностійких сталей із захисними покриттями ефективним є модифікування поверхневих шарів з використанням концентрованих потоків енергії (імпульсних електронних потоків та потоків плазми). Потоки плазми дають змогу забезпечити не лише легування матеріалу, але й проводити фінішну обробку поверхневих шарів деталей [2]. При цьому, найбільш перспективним може бути процес поверхневої обробки комплектуючих та виробів ядерної енергетики безкрапельними потоками плазми. Тому розробка відповідних джерел плазми парів даних металів і дослідження особливостей формування та осадження створюваних плазмових потоків становлять значний інтерес з точки зору вирішення проблем створення нових матеріалів та покриттів, формування потрібних властивостей конструкційних матеріалів ядерної енергетики, розробки нових технологій створення та експлуатації різних виробів і комплектуючих.

Генератори плазми на основі вакуумного дугового розряду з катодною дугою, що знайшли широке застосування в різних галузях промисловості, навіть при використанні елементів фільтрації створюваних плазмових потоків різної конструкції, не забезпечують повної відсутності крапель робочого матеріалу в створюваних потоках. Тому для нанесення захисних покриттів з мінімальною кількістю пір бажано використовувати джерела безкрапельних плазмових потоків. Саме такі плазмові потоки здатний генерувати несамостійний дуговий розряд у парах матеріалу, який випаровується з анодного електрода [3 - 5]. Можливості даного розряду генерувати плазмові потоки з високим коефіцієнтом іонізації становлять певний інтерес і при вирішенні інших технологічних завдань. Вказані особливості розряду даного типу свідчать про доцільність та актуальність вивчення характеристик розряду в парах різних конструкційних матеріалів і властивостей генерованих ним плазмових потоків.

У представленій роботі наведено результати досліджень основних характеристик вакуумного дугового розряду в парах монокристалічного цирконію. Визначено умови ініціювання та існування розряду, значення необхідної потужності електричних джерел живлення розряду. У роботі також наведено дані стосовно впливу індукції зовнішнього магнітного поля на основні характеристики розряду. Визначено щільність плазми, температуру електронів і потенціал плазми в різних умовах існування розряду. Отримані дані свідчать, що коефіцієнти іонізації потоків плазми, генерованих даним розрядом у парах цирконію в різних режимах роботи, можуть змінюватися від 70 % до практично повної іонізації потоку.

1. I.I. Aksenov, V.A. Belous. East European Journal of Physics 1(4) (2014) 4.
2. N.A. Azarenko et al. Journal of Kharkiv National University 1041 (2013) 19.
3. A.G. Borisenko, V.A. Saenko, V.A. Rudnitsky. IEEE Trans Plasma Science 27 (4) (1999) 877.
4. A.G. Borisenko et al. Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics 118(6) (2018) 241.
5. A.G. Borisenko. Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics 143(1) (2023) 67.

## ЧИСЛОВЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ШВИДКИХ МАГНІТОЗВУКОВИХ МОД У ТОКАМАКАХ

**О. С. Бурдо<sup>1</sup>, Я. І. Колесниченко<sup>1</sup>, Ю. В. Яковенко<sup>1,2</sup>, Т. С. Руденко<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Національний університет «Києво-Могилянська академія», Київ, Україна

Швидкі магнітоакустичні моди (ФММ) в йонно-циклотронному діапазоні частот спостерігалися в багатьох експериментах на токамаках. Вони можуть відповідати за надтеплову йонно-циклотронну емісію (ICE) [1, 2]. Згідно з [3], доцентрове просторове каналювання енергії від ФММ могло зіграти роль у покращенні продуктивності плазми в експериментах на JET під час першої дейтерій-третієвої експериментальної кампанії (DTE1). Як експерименти, так і числові розрахунки свідчать, що властивості цих мод, зокрема, їхнє просторове розташування, можуть бути різноманітними [4, 5].

У цій доповіді робиться огляд числових кодів, призначених для моделювання ФММ з частотами в йонно-циклотронному діапазоні, які було розроблено в останній час авторами.

ФММ можна описувати за допомогою задачі на власні значення для рівняння, відносно поздовжньої компоненти магнітного поля збурення ( $B_{\parallel}$ ), в яку власне значення  $\omega^2$  (де  $\omega$  - частота моди) входить нелінійним чином. З іншого боку, можна розв'язувати задачу на власні значення для системи рівнянь для поперечних компонент електричного поля ( $E_{\perp}$ ), яка теж є нелінійною за  $\omega^2$ .

Перший з розроблених кодів (реалізований на Фортрані) розв'язує крайову задачу на власні значення для системи звичайних диференціальних рівнянь, отриманих Фур'є-розкладом рівняння для  $B_{\parallel}$ . Для розв'язання крайової задачі використовується метод пристрілювання (для якого нелінійність за власним значенням не є важливою). Система рівнянь при цьому розв'язується методом Рунге - Кутти. Проблемаю коду можуть бути особливості в правій частині системи рівнянь, які можуть виникати як у точках альвенівського резонансу (які, втім, не виникають при частотах, вищих від йонно-циклотронної), так і поблизу точок відсічки хвилі. У доповіді йдеться про можливі підходи до подолання цієї проблеми.

Другий код (реалізований мовою Python) розв'язує ту ж систему рівнянь, що й перший код, але робить це методом скінченних елементів (найкращі результати отримано для ермітових). Перевагою цього підходу є те, що в системі рівнянь не виникають особливості поблизу точок відсічки. Нелінійність задачі за власним значенням долається її ітеративною лінеаризацією. Наразі код втілено лише для циліндричної геометрії.

Третій код (також реалізований мовою Python) розв'язує систему двох рівнянь для компонент  $E_{\perp}$  у полоїдній площині (тобто без Фур'є-розкладу задачі) методом скінченних елементів (з використанням кубічних трикутних елементів). Цей код не має проблем у точках відсічки і добре працює з полоїдно захопленими модами, незважаючи на їхній складний Фур'є-спектр. Його буде нескладно узагальнити на некруглу форму перерізу. Проте через альвенівські резонанси він узагалі не працює при частотах, нижчих циклотронної. Наразі його відтестовано лише для випадку, коли полоїдне поле є нехтовно малим.

Робота виконувалася за підтримки партнерського проекту НТЦУ № P786 та проектів НАН України «Явища, пов'язані з енергійними йонами в токамаках та стелараторах» та № ПЛІ27/23-Н.

1. R.O. Dendy, K.G. McClements. Plasma Phys. and Control. Fusion 57 (2015) 044002.
2. N.N. Gorelenkov. New J. Phys. 18 (2016) 105010.
3. Ya.I. Kolesnichenko et al. Nucl. Fusion 58 (2018) 076012.
4. O.S. Burdo, Ya.I. Kolesnichenko. Phys. Lett. A 384 (2020) 126825.
5. H.M. Smith, E. Verwichte. Plasma Phys. Control. Fusion 51 (2009) 075001

## РЕЄСТРАЦІЯ ЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ, ГЕНЕРОВАНИХ ВИСОКОВОЛЬТНИМ МІКРОПІНЧЕМ

А. А. Гурін<sup>1</sup>, А. С. Адаменко<sup>2</sup>, М. М. Кузьменко<sup>2</sup>, В. А. Левченко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Лабораторія електродинамічних досліджень ТОВ «Протон-21», Київ, Україна

У доповіді представлено результати експериментів щодо реєстрації прискорених протонів, що генеруються у високовольтних розрядах типу мікропінч. Дані експерименти проводилися на установці третього покоління «ShAD», у якій реалізується пробій діода спеціальної конструкції з твердотільною мішенню-анодом, під дією імпульсу напруги до одного мегавольта. Робочий тиск у камері становить  $6 \cdot 10^{-2}$  Па. Ескіз установки разом зі схемою діода «ShAD» показано на рис. 1. Установка «ShAD» накопичує в генераторі Маркса енергію до 30 кДж, яка передається в подвійну формуючу лінію типу триаксальної лінії Блюмляйна. Вихідний імпульс напруги близький до прямокутного. В установці «ShAD» досягається узгодження подвійної формуючої лінії, при якій діодному навантаженню передається до 30 % енергії накопичувача. Осцилограми напруги та струму показано на рис. 2.

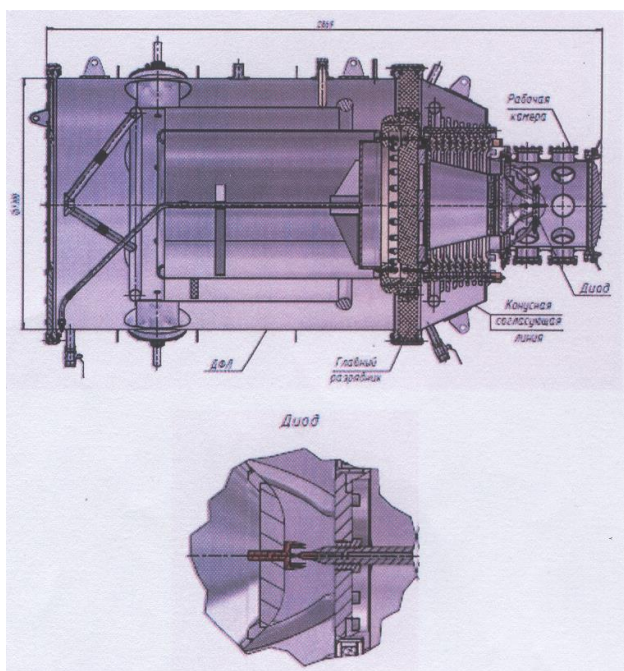


Рис. 1. Ескіз ДФЛ та діода установки «ShAD».

Анодна мішень розташовується в діодному проміжку на осі діода та провокує виникнення плазмоїда в результаті самофокусування електронного пучка в плазмі, що виникає через опромінення всіх деталей анодної конструкції широким початковим фронтом цього пучка. Еволюція анодної мішені набуває вибухового характеру: основна частина мішені випаровується та іонізується. Процес не обмежується одним актом імплзії та експлозії тривалістю порядку 10 нс, наповнений плазмою діод служить навантаженням формуючої лінії «ShAD» протягом приблизно 100 нс. («Миготіння» гарячої точки спостерігалось в межах 30-нс імпульсу в менш напружених розрядах в експериментах на установці першого покоління «ІВР» [1]). На рис. 3 показано зображення плазмоїда, одержане в іонній камері-обскурі на твердотільному трековому детекторі CR-39, що фіксує наявність гарячої точки.

У даний час відсутня релевантна теоретична модель складних процесів самоорганізації плазми мегавольтного мікропінча, яка могла б прояснити основні риси динаміки мікропінча. Найбільш важливий ефект, що особливо яскраво проявився на установці «ShAD», полягає в особливій ролі протонів у динаміці розрядів. Слід зазначити, що підготовка плазмово-діодного пробію зазвичай виключає присутність водню в матеріалах, що залучаються в розряд. Проте присутність водню у розряді пояснюється наявністю на опромінюваних електронними поверхнях водяного та масляного конденсату, що утворюється при відкачуванні розрядних пристроїв, а також присутність водяної пари та вуглеводів у залишковій атмосфері.

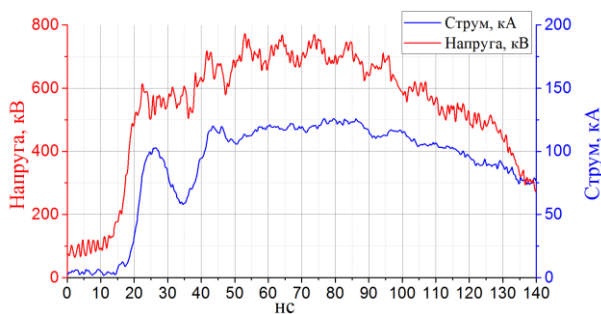


Рис. 2. Осцилограми напруги та струму.

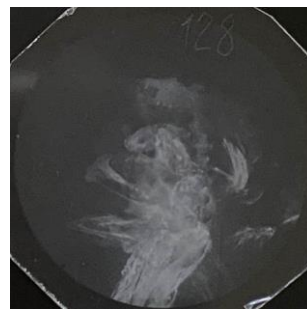


Рис. 3. Зображення плазмоїда на детекторі CR-39.



Моделі колективного прискорення протонів ґрунтуються на уявленнях холлівської електронної МГД теорії [2]. Протони, як найлегші іони, забезпечують найжорсткіше пінчування багатокомпонентної плазми. При цьому в потоках розпадної плазми мікропінчів спостерігаються потоки протонів, прискорених до значень енергії, що перевищують діодну напругу.

При використанні мішені-аноду зі застосуванням матеріалів, що містять водень, переважно поліетилену, спостерігається підвищення кількості протонів. У цьому повідомленні ми наголошуємо на реєстрації ефектів швидких протонів з енергією більше 1 MeV в експериментах на установці «ShAD».

Реєстрація їх здійснюється за допомогою твердотільних трекових детекторів CR-39 та сцинтиляційних детекторів в мас-аналізаторі Томсона, який також використовується для ідентифікації та прольотних вимірювань легких іонів, випромінюваних в екваторіальній площині діода. Використання гамма-спектрометра с детектором NaI(Tl) дає змогу вимірювати бета-активності  $^{13}\text{N}$ , наведеної у вуглецевих екранах. На рис. 4 показано осцилограму сигналів сцинтиляційних детекторів, розташованих у межах основної параболи  $M/Z = 1$ , яка свідчить зокрема про наявність ряду повторних стартів протонів з гарячої зони та широкий спектр їх енергій від 100 кеВ до одиниць MeV. При використанні бору в складі анодної мішені в межах параболи  $M/Z = 2$  реєструються сигнали  $\alpha$ -частинок. Рясні висипання  $\alpha$ -треків реєструються на детекторах, розташованих впритул під прямим кутом до екрана, що містить бор і перехоплює потік протонів вздовж осі діода поза катодом (рис. 5), та в інших напрямках. Трековий аналіз підтверджує походження  $\alpha$ -частинок з енергією до 3 MeV унаслідок реакції  $^{11}\text{B}(p, 2\alpha)\alpha$ . Для вивчення діаграми напрямлень руху протонів, що випромінюються мікропінчем, застосовувалися вуглеводні екрани в доступних зонах камери.

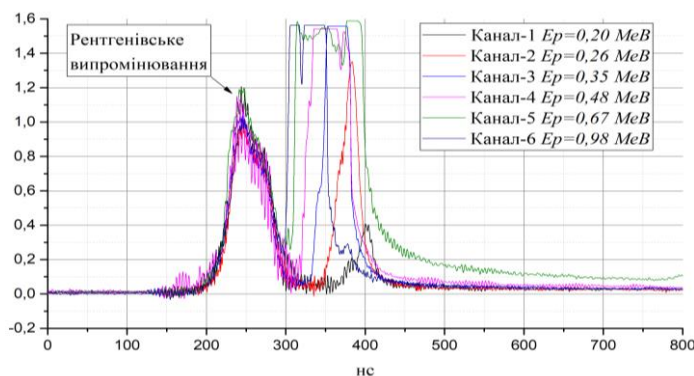


Рис. 4. Осцилограми сигналів сцинтиляційних детекторів, розташованих у мас-аналізаторі Томсона.



Рис. 5. Зображення  $\alpha$ -треків на детекторі CR-39.

Картина високовольтного діодного пробую свідчить про придатність одержаного мікропінча для інерційного термоядерного синтезу, для досягнення якого потрібно навчитися виготовляти легкоядерні мішені, що містять дейтерій, літій і навіть бор, оскільки енергію 0,6 MeV для реакцій на борі перейдено значною кількістю прискорених протонів. Більше того, так званий ефект Плютто [3] – прискорення іонів у заанодний простір з енергіями, що перевищують енергію, оцінювану напругою діода – підтверджується на установці «ShAD». Можна говорити про нову гібридну реалізацію схеми мікропінча для цілей КТС з використанням просторово розподіленої мішені. Привабливими є експерименти з діодами, збагаченими воднем або дейтерієм як робочим газом.

1. А.А. Gurin et al. Acta Polytechnica 53 (2) (2013) 165.
2. Л.И. Рудаков, М.В. Бабыкин, А.В. Гордеев. Генерация и самофокусировка сильнооточных релятивистских электронных пучков (Москва: Энергоатомиздат, 1990).
3. А.А. Плютто. ЖЭТФ 39(6) (1960) 1589.

## ЦИКЛОТРОННІ КОЛИВАННЯ ТА ЯВИЩА У ТОКАМАКАХ

**Я. І. Колесниченко**

*Інститут ядерних досліджень, Київ, Україна*

Експериментальні спостереження на термоядерних пристроях стимулюють подальший розвиток теорії плазми, що в свою чергу веде до прогресу в експерименті. Про таку синергію йдеться у доповіді стосовно хвильових процесів у діапазоні йонних циклотронних частот. Розглянуто як процеси, внутрішньопритаманні термоядерній плазмі, так і ті, що стимульовані інжекцією частинок та ВЧ-полів. А саме, йдеться про йонну циклотронну емісію, каналювання енергії та імпульсу при збудженні нестійкостей плазми, йонне циклотронне нагрівання плазми.

Йонна циклотронна емісія (ЙЦЕ) – явище, властиве як лабораторній плазмі, так і космічній плазмі. ЙЦЕ виникає через нестійкості плазми на гармоніках йонної циклотронної частоти, нестійкості зазвичай збуджуються надтепловими йонами. Найбільше експериментальних даних отримано на токамаках. Завдяки розвитку методів діагностики плазми, у новітніх експериментах і сучасних теоретичних роботах виявлено нові властивості ЙЦЕ стосовно частотних спектрів, локалізації джерел випромінювання, механізмів дестабілізації хвиль.

З іншого боку, збудження хвиль на циклотронних частотах антеною широко використовується для нагрівання плазми. Поглинання ВЧ-енергії шляхом йонного циклотронного резонансу веде до прискорення йонів, яке може бути значним. Завдяки цьому збільшується інтенсивність реакцій ядерного синтезу. З іншого боку, може погіршитися утримання цих йонів через домінуюче нарощування енергії, поперечної до магнітного поля. Проте останніми роками запропоновано метод йонного циклотронного нагрівання, що вільний від названої вади.

А збудження мод (стоячих хвиль) продуктами реакцій синтезу та іншими енергійними (надтепловими) йонами може призводити до каналювання (перенесення) енергії та імпульсу цими модами. Воно має місце, коли область у плазмі, де енергійні йони віддають свою енергію моді, не збігається з областю, де мода повертає цю енергію плазмі. При частотах, близьких до гармонік йонної циклотронної частоти, каналювання енергії може покращувати характеристики плазми. Ймовірно, це мало місце у дейтерій-третієвому експерименті на токамаку JET, де спостерігалось аномальне нагрівання йонів та збільшення часу утримання енергії плазми.

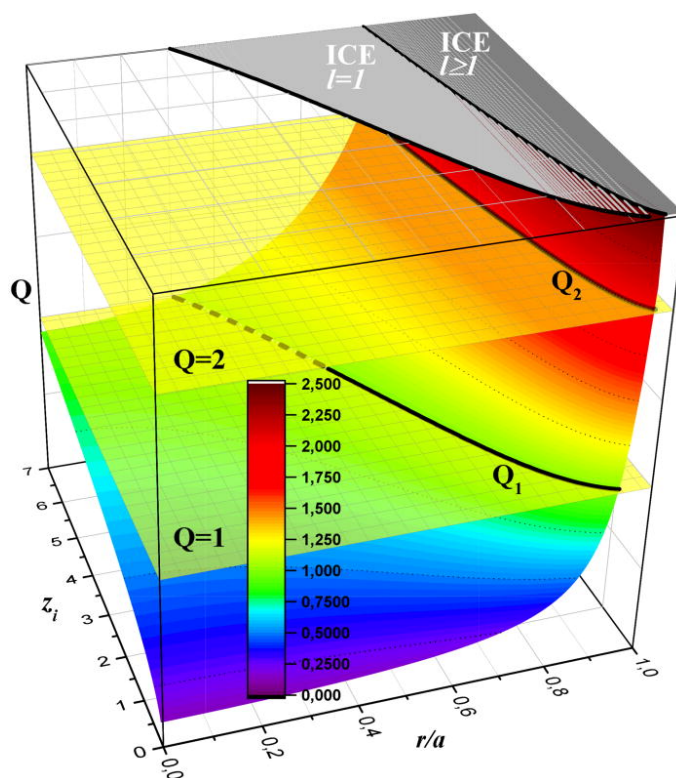
Теоретична частина доповіді ґрунтується на роботах, виконаних співробітниками (або за їхньої участі) відділу теорії ядерного синтезу ІЯД НАН України.

# ЙОННА ЦИКЛОТРОННА ЕМІСІЯ У МАКСВЕЛІВСЬКІЙ ПЛАЗМІ

Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, А. В. Тихий

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У роботі розглядається дестабілізація йонних циклотронних хвиль, хвиль з частотами, близькими до йонних циклотронних гармонік, у неоднорідній плазмі з максвелівським розподілом за швидкостями. Знайдено новий механізм дестабілізації цих хвиль, а також показано, що відома взаємодія між циклотронними та дрейфовими хвилями навряд чи зможе призвести до нестійкості в реальній плазмі токамаків. Наш висновок полягає в тому, що резонансна взаємодія хвиля - частинка за наявності градієнта температури може змінити частоту діаманітного дрейфу таким чином, що дестабілізуючий вплив діаманітного дрейфу перевищує затухання Ландау. Це відбувається, коли енергія резонансних частинок є досить високою, що завжди має місце через нескінченну протяжність хвоста розподілу Максвелла. Частинки з більшою енергією забезпечують більше значення відношення величини збудження до величини гамування, але кількість резонансних частинок і, отже, інкремент нестійкості є експоненційно малими, коли енергія частинки є дуже високою. Тому лише помірно надтеплові частинки можуть призвести до спостережуваних нестійкостей (рисунок). Отримано умову для нестійкостей, які можуть збудити ці частинки. Вивчена дестабілізація електростатичних циклотронних хвиль і звичайних циклотронних хвиль.



Відношення величини збудження до величини гамування для  $l=1, Q(r, z_i)$  (кольорова поверхня) та область можливих джерел йонної циклотронної емісії (ICE) (сіра заштрихована область на площині вгорі). Позначення: ICE  $l=1$  та  $l \geq 1$  – це області джерел ICE з різним спектром частот, перший з одним максимумом [при  $\omega_{Bi}$ ], другий з двома максимумами [при  $\omega_{Bi}$  та  $2\omega_{Bi}$ ] або більшою кількістю максимумів;  $Q_1$  та  $Q_2$  є кривими перетину напівпрозорих площин  $Q=1$  та  $Q=2$  з поверхнею  $Q(r, z_i)$ .

Робота підтримана грантом U.S. Department of Energy номер DE-FG02-06ER54867 через Партнерську Угоду P786 між Університетом Каліфорнії, Ірвайн, Науково-технологічним Центром в Україні та Інститутом ядерних досліджень.

Роботу опубліковано в журналі Physics of Plasmas 31 (2024) 042107.

## ВПЛИВ ПРОСТОРОВОГО КАНАЛЮВАННЯ НА ШВИДКІ МАГНІТОЗВУКОВІ МОДИ

Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, А. В. Тихий

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

В експериментах на токамаках DIII-D та NSTX спостерігалось викривлення альвенових мод [1 - 4], тобто фаза моди залежала від радіуса. Це вказує на присутність потоку енергії в моді поперек магнітного поля. Одним із можливих пояснень цього ефекту є просторове каналювання (ПК), тобто радіальне перенесення модою енергії швидких йонів, коли області, де домінує відповідно збудження та згасання моди, рознесені за радіусом [5]. Оцінки показують, що потік енергії ПК може бути значним [6]. Теорія передбачає, що ПК може впливати на параметри плазми, переносячи енергію швидких йонів з центра плазми до периферії та навпаки, і спричиняючи неоднорідне за радіусом обертання плазми [7 - 10]. У даній роботі вивчалися потоки енергії та викликане ними викривлення хвильового фронту мод.

Показано, що ПК впливає на радіальну структуру та частоту швидких магнітозвукових мод (ШММ), причому вплив зростає зі збільшенням співвідношення локального інкремента нестійкості до частоти. Зокрема ПК ліквідує вузли у радіальній структурі моди і робить її фазу залежною від радіуса, тобто викликає викривлення фронту хвилі. Частота моди при цьому змінюється слабо. Викривлення фронту хвилі залежить від напрямку перенесення енергії ПК (з периферії плазми до центра чи навпаки) і може використовуватися для діагностики стану плазми. Виявлено, що потік енергії хвилі поперек магнітного поля ( $S$ ) пропорційний добутку густини енергії моди на ефективне радіальне хвильове число (швидкість зміни фази моди з радіусом). З іншого боку, потік  $S$  можна записати у формі інтеграла від добутку густини енергії моди та локального інкременту нестійкості. Амплітуда моди (а отже і густина енергії в ній) може змінюватися швидше за  $S$ , при цьому локальне хвильове число різко змінюється. Зокрема зменшення амплітуди моди призводить до збільшення локального хвильового числа, тому викривлення фронту хвилі є найсильнішим на тих радіусах, де амплітуда моди має мінімуми (як правило поблизу вузлів відповідної незбуреної моди).

Хоча аналіз у даній роботі виконано для ШММ (також відомих як стисливі альвенові власні моди, САЕ), зазначені особливості ПК справедливі і для звичайних альвенових власних мод, таких як ТАЕ (альвенові власні моди, пов'язані з тороїдальністю). Проте на відміну від ТАЕ, ШММ не зникають під впливом сильного ПК.

1. M.A. Van Zeeland et al. Nucl. Fusion 49 (2009) 065003.
2. B.J. Tobias et al. Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 075003.
3. N.A. Crocker et al. Plasma Phys. Control. Fusion 53 (2011) 105001.
4. W.W. Heidbrink et al. Nucl. Fusion 62 (2022) 066020.
5. Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, V.V. Lutsenko, Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 075001.
6. Ya.I. Kolesnichenko, A.V. Tykhyy, R.B. White, Nucl. Fusion 60 (2020) 112006.
7. Ya.I. Kolesnichenko et al. Nucl. Fusion 50 (2010) 084011.
8. E.V. Belova et al. Phys. Plasmas 24 (2017) 042505; B. Coppi. Phys. Lett. A 172 (1993) 439.
9. Ya.I. Kolesnichenko et al. (JET Contributors) Nucl. Fusion 58 (2018) 076012.
10. Ya.I. Kolesnichenko et al. J. Plasma Phys. 88 (2022) 905880513.

# ВИСОКОЧАСТОТНІ ПОЛЯ В ЗАМАГНІЧЕНОМУ ПЛАЗМОВОМУ ЦИЛІНДРІ З ПРИОСЬОВОЮ ПОРОЖНИНОЮ, ЗБУДЖУВАНОМУ АЗИМУТАЛЬНИМ ВИСОКОЧАСТОТНИМ СТРУМОМ

**В. М. Лашкін, М. А. Бєлошенко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

У багатьох наукових і технологічних застосуваннях для створення низькотемпературної плазми широко використовуються безелектродні індукційні розряди. Найбільш ефективними є розряди, які збуджуються у замагніченій плазмі циркулярно поляризованими плазмовими хвилями [1]. Розподіли хвильових електричних і магнітних полів у таких розрядах вивчалися у багатьох роботах в циліндричній геометрії [2]. У роботі [3] експериментально досліджувався розряд у плазмі трубчастої конфігурації, з циліндричною порожниною в приосьовій області. Структура хвильових полів у такій плазмі раніше не розглядалась. Попередні результати такого розгляду викладено в представленій доповіді.

Досліджувана система «трубчастого» розряду складається з трьох частин: плазмового циліндра та вакуумних областей зовні і у порожнині всередині циліндра. Граничні умови утворюються двома поперечними провідними стінками, які обмежують плазмовий циліндр по довжині. Система вміщена в повздовжнє магнітне поле і збуджується кільцевою антеною (в порожнині циліндра) з азимутальним струмом, який надалі враховується в умовах зшивки.

З рівнянь Максвелла (плазмова частина системи) у циліндричній системі координат після підстановки, що задовольняє граничні умови (та масштабуванню по радіусу), отримано систему з шести диференційних рівнянь на комплексні амплітуди полів. Розв'язком цієї системи є диференційне рівняння четвертого порядку з оператором Бесселя (та квадратом оператора) на комплексну амплітуду повздовжнього електричного поля у плазмі. У коефіцієнти при операторі та при повздовжній комплексній амплітуді електричного поля входять компоненти тензора діелектричної проникливості холодної плазми. У розглядуваному випадку однорідної плазми ці коефіцієнти є константами і не залежать від радіуса.

Розв'язком диференційного рівняння четвертого порядку з оператором та квадратом оператора на повздовжню комплексну амплітуду електричного поля є сума функцій Бесселя з множниками константами (1).

$$E_{2z} = A_+ A_{PEZ}(r) + A_- A_{MEZ}(r) + B_+ B_{PEZ}(r) + B_- B_{MEZ}(r) \quad (1)$$

$$A_{PEZ}(r) = J_m(N^+ r)$$

$$A_{MEZ}(r) = J_m(N^- r)$$

$$B_{PEZ}(r) = Y_m(N^+ r)$$

$$B_{MEZ}(r) = Y_m(N^- r)$$

$$(N^\pm)^2 = -\frac{\alpha}{2} \pm \sqrt{\frac{\alpha^2}{4} - \beta}$$

$$\alpha = \frac{\varepsilon_2^2 + (N_l^2 - \varepsilon_1)(\varepsilon_1 + \varepsilon_3)}{\varepsilon_1}$$

$$\beta = \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} \left[ (\varepsilon_1 - N_l^2)^2 - \varepsilon_2^2 \right]$$

$$N_l = \frac{ck_l}{\omega}$$

Тут позначено:  $E_{2z}$  – комплексна амплітуда повздовжнього електричного поля;  $A_+$ ,  $A_-$ ,  $B_+$ ,  $B_-$  – константи, які знаходяться із системи лінійних рівнянь, яка виникає з умов зшивки полів між плазмовою та вакуумними частинами системи (трубчастий розряд);  $J_m$ ,  $Y_m$  – функції Бесселя  $m$ -го порядку;  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$ ,  $\varepsilon_3$  – компоненти тензора діелектричної проникливості плазми. Індекс 2 відповідає плазмовій частині трубчастого розряду.

Далі послідовно, через підстановки, у зворотному напрямку зведення системи із шести диференціальних рівнянь до диференціального рівняння із квадратом оператора Бесселя та оператором Бесселя, отримуємо вирази для полів. Зокрема, для комплексної амплітуди азимутального магнітного поля цей вираз має вигляд (2).

$$\begin{aligned}
 B_0 &= A_+ A_{PBT}(r) + A_- A_{MBT}(r) + B_+ B_{PBT}(r) + B_- B_{MBT}(r) \quad (2) \\
 A_{PBT}(r) &= \left[ 1 - \frac{(\varepsilon_1 - N_l^2) N_l^2}{V} \right] N^+ J_m(N^+ r) + \frac{\varepsilon_2 N_l^2 m}{V r} J_m(N^+ r) + \\
 &+ \frac{N_l}{V} (KN^{+2} + \Sigma \varepsilon_3) \left[ (\varepsilon_1 - N_l^2) \frac{m}{r} J_m(N^+ r) + \varepsilon_2 N^+ J_m(N^+ r) \right] \\
 A_{MBT}(r) &= \left[ 1 - \frac{(\varepsilon_1 - N_l^2) N_l^2}{V} \right] N^- J_m(N^- r) + \frac{\varepsilon_2 N_l^2 m}{V r} J_m(N^- r) + \\
 &+ \frac{N_l}{V} (KN^{-2} + \Sigma \varepsilon_3) \left[ (\varepsilon_1 - N_l^2) \frac{m}{r} J_m(N^- r) + \varepsilon_2 N^- J_m(N^- r) \right] \\
 B_{PBT}(r) &= \left[ 1 - \frac{(\varepsilon_1 - N_l^2) N_l^2}{V} \right] N^+ Y_m(N^+ r) + \frac{\varepsilon_2 N_l^2 m}{V r} Y_m(N^+ r) + \\
 &+ \frac{N_l}{V} (KN^{+2} + \Sigma \varepsilon_3) \left[ (\varepsilon_1 - N_l^2) \frac{m}{r} Y_m(N^+ r) + \varepsilon_2 N^+ Y_m(N^+ r) \right] \\
 A_{MBT}(r) &= \left[ 1 - \frac{(\varepsilon_1 - N_l^2) N_l^2}{V} \right] N^- Y_m(N^- r) + \frac{\varepsilon_2 N_l^2 m}{V r} Y_m(N^- r) + \\
 &+ \frac{N_l}{V} (KN^{-2} + \Sigma \varepsilon_3) \left[ (\varepsilon_1 - N_l^2) \frac{m}{r} Y_m(N^- r) + \varepsilon_2 N^- Y_m(N^- r) \right] \\
 K &= \frac{\varepsilon_2 N_l}{V} - \frac{\Sigma}{V} [V - N_l^2 (\varepsilon_1 - N_l^2)] \\
 \Sigma &= \frac{N_l^2 - \varepsilon_1}{N_l \varepsilon_2} \\
 V &= (N_l^2 - \varepsilon_1)^2 - \varepsilon_2^2
 \end{aligned}$$

Де позначено:  $J_m$ ,  $Y_m$  – похідні функції Бесселя. Система із шести диференціальних рівнянь розв'язується для вакуумних частин трубчастого розряду. Константи  $A_+$ ,  $A_-$  знаходяться із системи лінійних рівнянь, яка впливає з умов зшивки полів на межах між плазмою та вакуумом.

Таким чином задача з плазмовим циліндром з циліндричною порожниною вздовж осі має аналітичний розв'язок.

За допомогою розробленої авторами комп'ютерної програми досліджено систему з такими параметрами: радіус плазмового циліндра  $r_2 = 10$  см, радіус порожнини  $r_1 = 5$  см, зовнішнє стаціонарне магнітне поле  $B_0 = 100$  Гаус ( $10 \text{ мТ} = 10^{-2} \text{ Т}$ ), електронна частота зіткнень  $\nu_{ie} = 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $n_0 = 10^{-5}$ , довжина розряду  $L = 100$  см (1 м). Установлено, зокрема, що при збільшенні частоти збудження повздовжнє електричне поле з'являється у плазмі, коли частота в даних конкретних умовах перевищує порогове значення  $f = \frac{\omega}{2\pi} = 5,57 \text{ МГц}$ .

1. M.A Liberman, A.I. Lihtenberg. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (New York: Wiley, 1994) 757 p.
2. F.F. Chen. *Plasma Sources Sci. Technol.* 24 (2015) 014001.
3. Y. Zhang, C. Charles, R. Boswell. *Plasma Sources Sci. Technol.* 25 (2015) 015007.

# TOROIDAL ALFVEN MODE INSTABILITY DRIVEN BY PLASMA CURRENT IN LOW-DENSITY OHMIC PLASMAS OF THE SPHERICAL TORI

**V. S. Marchenko, S. N. Reznik**

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

Toroidal Alfvén eigenmodes (TAEs) driven by alpha-particles produced in burning plasmas of future nuclear fusion reactors can result in unacceptable losses of alphas and quench of the sustained fusion burn [1]. Moreover, such losses can potentially destroy the reactor wall. In modern tokamaks and stellarators, Alfvén modes are typically excited by energetic particles (both electrons and ions) produced by auxiliary heating systems such as neutral beam injection and/or ion/electron cyclotron resonance heating by RF waves [2, 3]. However, recently on SUNIST spherical tokamak, excitation of TAE has been observed in the purely Ohmic shots, i.e. without any auxiliary heating [4]. TAEs were excited during minor disruptions accompanied by jumps of the loop voltage and associated spikes of the plasma current and propagated counter to plasma current, i.e. in the direction of electron drift with respect to ions. The last observation has motivated the present work.

It is well known that ideal Alfvén modes are damped by thermal electrons via Landau damping induced by magnetic drifts [5]. However, in the present work, we show that this damping can be reversed if the drift speed of current-carrying electrons exceeds some fraction of the Alfvén speed. We have taken the plasma and TAE parameters reported in Ref. [4]: minor radius  $a = 0.23$  m, major radius  $R_0 = 0.3$  m, magnetic field on axis  $B_0 = 0.15$  T, plasma current  $I_p = 40$  kA, electron density  $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ , electron temperature on axis  $T_{e0} = 100$  eV, toroidal mode number  $n = -1$ , poloidal mode numbers of the TAE companions  $m = (-4, -3)$  (negative values mean that TAE propagates toroidally counter to the plasma current and poloidally in the direction of electron diamagnetic drift), and the safety factor profile  $q(r) = 2.7 + 1.6(r/a)^2$ . The equilibrium distribution function of electrons is assumed to be a shifted Maxwellian,  $F_0(\vec{v}) = F_M(1 + 2\vec{v} \cdot \vec{V}_d / v_T^2)$ , where  $V_d(r) = J(r) / (n_e e)$  with  $J(r) = J_0(q_0/q)^2$  the current density and  $v_T^2 = 2T_e(r)/m_e$ . Furthermore, we have assumed  $T_e(r) = T_{e0}[1 - (r/a)^2]^2$  and  $n_e(r) = \text{const}$  (i.e.  $V_A(r) = \text{const}$  with  $V_A$  the Alfvén speed).

Shown in the left plot of Fig. 1 is the  $n = -1$  toroidal Alfvén continuum (blue) and position of the TAE frequency inside the gap (red line); the length of the red line corresponds to the full width at half-maximum of the  $m = -4$  companion. The structure of the mode poloidal electric field is shown in the right plot with  $m = -3$  harmonic shown in red and  $m = -4$  in blue. Angular frequency is normalized to  $V_A / R_0$ ,  $x = r/a$ .

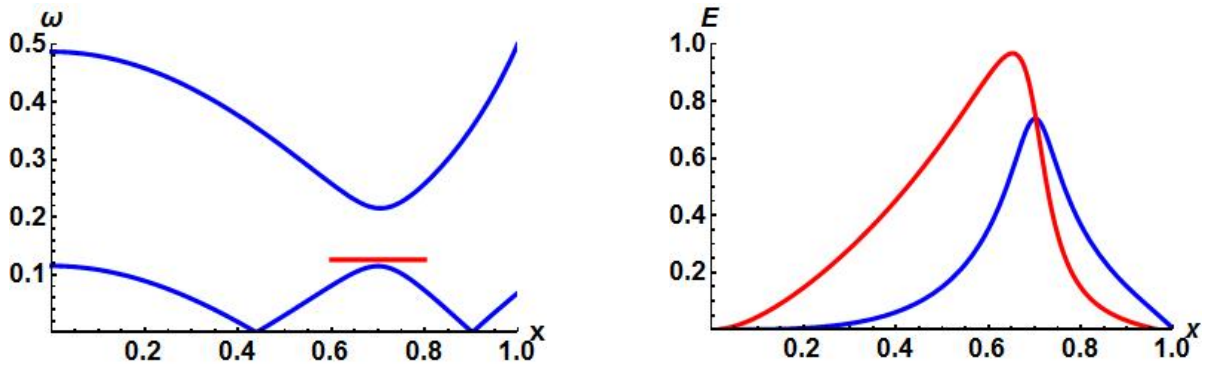


Fig. 1. Toroidal Alfvén continuum for SUNIST experiment and calculated TAE eigenfrequency  $\omega_{R_0}/V_A \approx 0.126$  (left); mode structure of the plasma radial displacement (right).

Shown in Fig. 2 is the plot of the normalized growth rate versus  $\beta = V_d(0)/V_A$  for different  $\alpha = V_A/v_T(0)$  (dots) together with analytic fit (solid lines). One can see almost linear scaling with the common threshold for the drift speed at all electron temperatures. The red star represents SUNIST parameters ( $\alpha \approx 1/6, \beta \approx 1.5$ ).

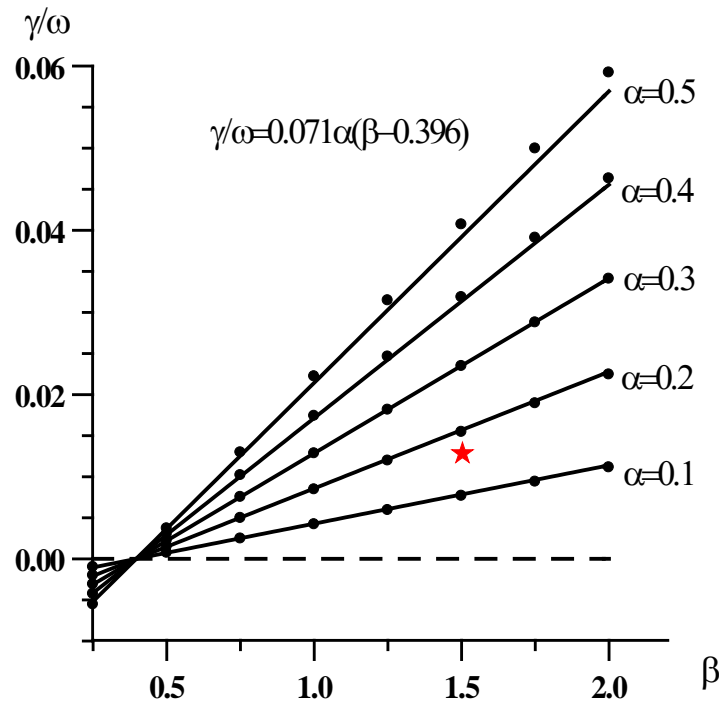


Fig. 2. TAE growth rate versus electron drift speed for various electron temperatures.

The value of the growth rate from the analytic fit,  $\gamma/\omega \approx 1.3 \cdot 10^{-2}$ , is sufficient to overcome TAE damping on the Alfvén continuum in the actual experiment, where TAE gap, shown in Fig. 1 (*left plot*) for the uniform plasma density, will be closed due to density drop at the plasma edge.

In summary, due to intrinsically low magnetic fields, the drift velocity of the current-carrying electrons in low-density Ohmic shots on the spherical tokamaks can exceed the phase velocity of the Alfvén gap modes. This leads to the instability of these modes due to the inversion of the electron population in the velocity space.

1. A. Fasoli et al. Nuclear Fusion 47 (2007) S264.
2. K.L. Wong et al. Phys. Rev. Letters 66 (1991) 1874.
3. W.W. Heidbrink et al. Nuclear Fusion 31 (1991) 1635.
4. Y. Liu et al. Phys. Plasmas 23 (2016) 120706.
5. G.Y. Fu, J.W. VanDam. Phys. Fluids B 1 (1989) 1949.



# EFFECT OF VAPOR SHIELD ON PROTECTION OF DIFFERENT SURFACES FROM HIGH HEAT LOADS DURING QSPA PLASMA IMPACT

**V. A. Makhlai, I. E. Garkusha, S. S. Herashchenko, N. N. Aksenov, Yu. V. Petrov, Y. E. Volkova, N. V. Kulik, D. V. Yelisyeyev, P. B. Shevchuk**

*National Science Center Kharkiv Institute of Physics and Technology, Kharkiv, Ukraine*

High-power magnetically confined fusion devices produce very high heat and particle loads on the plasma-facing surfaces. Handling this heat is a major challenge in both present and future devices, e. g. DEMO [1]. The most dangerous transients in tokamaks are disruptions and ELMs [1 - 4]. Unmitigated disruptions in DEMO will damage the diverter targets, leading to melting, melt splashing, and ionization [2, 3]. However, the target material vaporized from the target surface at the initial stage of the transient can create a secondary plasma shield of the vaporized material in front of the target, which effectively protects the target surface from the rest of the heat flux [1, 2, 4]. Injection of heavy noble gas in front of exposed surfaces might be one of the additional options for the mitigation of material damage in the course of severe transients and for the efficient protection of diverter components in fusion devices.

This paper presents the experimental studies of the plasma energy transfer to the surfaces of pure tungsten as well as Capillary Porous Structures (CPSs) filled by Tin (Sn) [5] under the transient plasma loads generated by the quasi-stationary plasma accelerator QSPA-M [6 - 8]. The influence of the additional injection of Ar cloud in front of the tungsten target on the shielding layer is also discussed. The discharge voltage in the QSPA M accelerating channel was 10 kV, and the maximal discharge current reached 400 kA. The duration of the plasma pulse exceeded 100  $\mu$ s. The maximum value of the hydrogen plasma pressure measured by a movable piezoelectric sensor was  $\sim 0.3$  MPa. The diameter of the plasma stream in the presence of an external magnetic field was  $\sim 5$  cm and it increased to 15 cm when the external magnetic field was turned off. The energy density in the axial region of the plasma stream could be varied within 0.1 - 1 MJ m<sup>-2</sup> [6 - 8]. The average value of the plasma density estimated using the H $\beta$  spectral line of hydrogen was around  $N_e = (2 - 3) \cdot 10^{21}$  m<sup>-3</sup> in a free plasma flow without an external magnetic field. In the presence of the external B-field of 0.8 T, it reached  $N_e = (2 - 3) \cdot 10^{22}$  m<sup>-3</sup> due to the magnetic compression of the plasma column [6, 7]. Small movable thermocouple calorimeters (a sensitive area of 5 mm in diameter) were used to measure the energy balance during the plasma-surface interaction [7].

The heat load absorbed by the tungsten (W) surface is approximately 60 % of the impact plasma energy (Fig. 1). Nevertheless, this heat load caused the melting onset on the exposed tungsten surfaces. The heat load to Sn surfaces reached a saturation point at 0.3 MJ m<sup>-2</sup> under the same impacting energy conditions (see Fig. 1). The energy density in the shielding layer increases with the distance from the target surface. It illustrates the influence of the shielding effect during the plasma stream interaction with exposed surfaces.

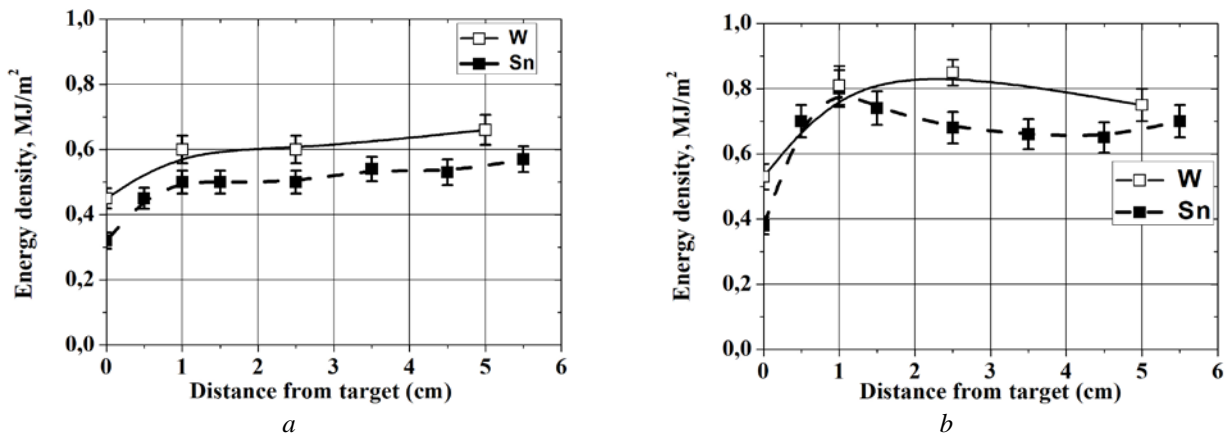


Fig. 1. Distributions of plasma energy density in the shielding layer vs the distance from the tungsten (W) and tin (Sn) target surfaces at different values of magnetic field (B) in QSPA-M: B = 0.8 T (a), B = 0 (b). The energy density of the exposing QSPA-M plasma stream is 0.75 MJ m<sup>-2</sup>.

In the presence of an external magnetic field, the energy density saturates at a certain distance from the surface of both tin and tungsten samples. Only a part of the plasma energy is transferred to the target's surfaces through the shielding plasma layer (see Fig. 1, a). A different dynamics of energy dissipation in the shielding layer is observed without an external magnetic field. The energy density initially increases up to a

maximum value within a layer of 1 - 2 cm, slightly exceeding the energy of the incident plasma. Afterward, the specific energy decreases with increasing distance and becomes comparable to the energy of the incident plasma. This behavior is similar for both tungsten and tin surfaces (see Fig. 1, *b*). It could be attributed to the pinching effect and the formation of a current vortex near the exposed surface due to the compression of the head part of the plasma stream at the point of impact to the surface [6]. The energy density delivered to the CPS tin target is half as big as in similar measurements performed earlier for a flat tungsten surface. The lower evaporation threshold of Sn leads to a rapid increase in the shielding effect.

A special gas injector was designed for an additional pulsed injection of noble gas cloud (argon) along the exposed target surface into the zone of plasma-surface interaction. The injector is capable of generating a homogeneous gas flow with a maximum concentration over  $n_{Ar} = 6 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$  within a 0.5 ms pulse [8]. As shown in Fig. 2, *a*, even for pure hydrogen plasma exposures with an energy density of  $0.8 \text{ MJ m}^{-2}$ , some dynamical screening of the surface by the stopped head part of impacting hydrogen plasma occurs. The addition small amount of argon causes an increase in the thickness of the protective layer in front of the target in the presence of the magnetic field (Fig. 2, *b*).

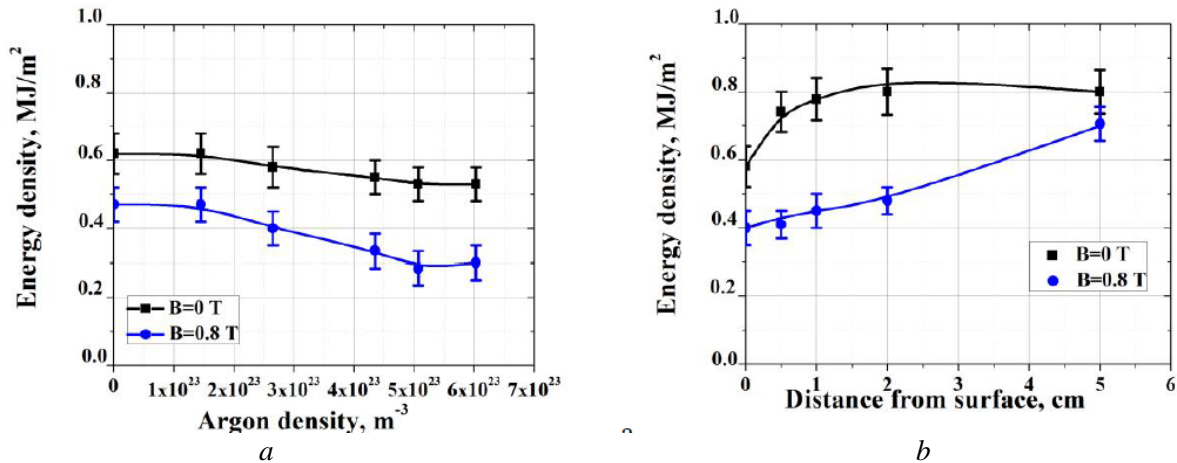


Fig. 2. Energy density absorbed by the surface vs the argon density in the shield with and without magnetic field (*a*). Energy density measurements in the shielding layer at different distances from the target surface with additional local injection of argon  $n_{Ar} = 2.6 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$  (*b*). The energy density of the exposing QSPA-M plasma stream is  $0.8 \text{ MJ m}^{-2}$ .

The experiments have shown that an increase in the argon gas density in front of the surface leads to a decrease (1.5 - 2 times) in the energy load delivered to the target surface. In the presence of a strong magnetic field (up to 1 T), both the thickness of the shielding layer and the fraction of the energy dissipated by the shield further increase (see Fig. 2). Even at rather moderate energy densities of the QSPA plasma streams in the experiments with Ar gas injection, less than 40% of the impacting plasma load is absorbed by the tungsten surface. The results demonstrate that this additional shielding attributed to the formation of a dense Ar-H plasma layer in front of the exposed surface should be favourable for the diverter armour performance, being important for decreasing the overall erosion of plasma-facing components and promoting suppression of W impurities transport to the core plasma in the course of transient events in a fusion reactor.

1. G. Federici et al. Fusion Engineering and Design 136 (2018) 729
2. J.H. You et al. Fusion Engineering and Design 174 (2022) 112988.
3. N. Mantel et al. Nucl. Fusion 62 (2022) 036017
4. S. Pestchanyi, F. Maviglia. Fusion Sci. Technol. 75 (2019) 647–53
5. S.S. Herashchenko et al. Fusion Engineering and Design 190 (2023) 113527
6. I.E. Garkusha et al. Nucl. Fusion 61 (2021) 116040.
7. V.A. Makhlai et al. Problems of Atomic Science and Technology 148(6) (2023) 101.
8. I.E. Garkusha et al. Nucl. Fusion 64 (2024) 056010.

# ТРАНСФОРМАЦІЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ В СИЛЬНОЗАМАГНІЧЕНІЙ ПЛАЗМІ В ПРИСУТНОСТІ ВЕРХНЬОГІБРИДНОЇ НАКАЧКИ

В. Г. Панченко, П. В. Порицький, Л. М. Свята

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Трансформація електромагнітних хвиль у плазмі в зовнішніх полях є однією із фундаментальних проблем фізики плазми [1]. У даній роботі розглядається розрахунок виразу для диференційного перерізу трансформації поперечної електромагнітної хвилі в замагніченій плазмі у повздовжню ленгмюрівську в присутності верхньогібридної накачки.

Розглянемо трансформацію падаючої поперечної електромагнітної хвилі ( $t$ ) у повздовжню ленгмюрівську ( $l$ ) в турбулентній замагніченій плазмі в присутності верхньогібридної хвилі накачки. У цьому випадку диференційний переріз трансформації має вигляд [1]:

$$d \sum_{t \rightarrow l} = \frac{3}{16\pi^2} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{\omega'^2 \omega''^2}{\omega_{pe}^4} R_{tr} \langle \delta n_e^2 \rangle_{\vec{q}, \Delta\omega} d\omega'' d\Omega, \quad (1)$$

де  $\Delta\omega = \omega' - \omega''$ ,  $\vec{q} = \vec{k}' - \vec{k}''$ ,  $\omega', \vec{k}'$  і  $\omega'', \vec{k}''$  - частоти і хвильові вектори падаючої і трансформованої хвиль відповідно,  $\langle \delta n_e^2 \rangle_{\vec{q}, \Delta\omega}$  - корелятор електронної густини флуктуацій на частоті  $\Delta\omega$ ,  $\sigma_T$  - переріз томсонівського розсіяння, фактор  $R_{tr}$  визначається через поляризаційні вектори та показники заломлення, падаючої і трансформованої хвиль відповідно,  $\hat{\epsilon}$  - тензор магнітної проникності плазми у магнітному полі.

Дослідимо ситуацію, коли

$$\Delta\omega \ll \omega' \sim \omega''. \quad (2)$$

У цьому випадку можна знехтувати взаємодією між падаючою хвилею та флуктуаціями електронної швидкості, магнітного і електричного полів, тобто ми будемо брати до уваги лише флуктуації електронної густини. Розглянемо флуктуації в замагніченій плазмі, що знаходиться під впливом хвилі накачки  $\vec{E}_0(t) = E_0 \vec{y} \cos \omega_0 t$  з частотою  $\omega_0$ , яка лежить у верхньогібридному діапазоні частот. На важливу роль параметричних нестійкостей в області верхньогібридного резонансу було вказано в роботах [2, 3].

Проаналізуємо випадок, коли має місце розпад хвилі накачки на дочірню верхньогібридну хвилю та іонно-звукові коливання:

$$\omega_0 = \omega_{UH} + \omega_s. \quad (3)$$

Тут  $\omega_s$  - частота іонно-звукової хвилі, а верхньогібридна частота визначається співвідношенням  $\omega_{UH} \approx \Omega_e \left( 1 + \left( \frac{\omega_{pe}^2 \sin^2 \theta}{2\Omega_e^2} \right) \right)$ , що відповідає випадку сильнозамагніченої плазми при  $\omega_{pe} < \Omega_e$ .

Також припускаємо, що декремент загасання верхньогібридної хвилі  $\gamma_{UH} \approx \nu_{ei}$ .

Підкреслимо, що раніше в роботі [4] вивчалася трансформація іншого типу – ленгмюрівської хвилі ( $l$ ) в електромагнітну ( $t$ ), яка відбувалася в умовах аналогічного параметричного розпаду, але для випадку слабкозамагніченої плазми, тобто вважалося  $\omega_{UH} \approx (\omega_{pe}^2 + \Omega_e^2)^{1/2}$ , при цьому  $\omega_{pe} > \Omega_e$ .

Корелятор флуктуацій електронної густини, що визначає переріз трансформації, може бути представлений у такому вигляді [5]:

$$\langle \delta n_e^2 \rangle_{\Delta\omega, \vec{q}} = \frac{|\epsilon_E|^2 - \epsilon_E \chi_e^{0*} - \epsilon_E^* \chi_E^0}{|\epsilon_E(\Delta\omega, \vec{q})|^2} \langle \delta n_e^2 \rangle_{\Delta\omega, \vec{q}}^0 + \frac{q^2}{16\pi^2 e^2} \frac{|\chi_e^0|^2}{|\epsilon_E(\Delta\omega, \vec{q})|^2} \left[ \langle \delta \vec{E}^2 \rangle_{\Delta\omega, \vec{q}}^0 + \frac{\mu^2}{4} |\chi_i^0|^2 \frac{\langle \delta \vec{E}^2 \rangle_{\Delta\omega - \omega_0, \vec{q}}}{|\epsilon_{-1}|^2} \right], \quad (4)$$

де  $\Delta\omega = \omega_{UH}, \omega_s$  для верхньогібридної та іонно-звукової хвиль відповідно,  $\varepsilon_E$  - нелінійна проникність магнітоактивної плазми у присутності ВЧ поля накачки,  $\mu = \frac{kE_0c}{\omega_0 B_0}$ ,  $\varepsilon_n(\omega + n\omega_0, \vec{k}) = 1 + \sum_{\alpha} \chi_{\alpha}^n$ ,  $n = 0, \pm 1$ .

Обчислення показують (з урахуванням умови (2)), що основний внесок у корелятор електронної густини (4) дають низькочастотні флуктуації на іонно-звуковій частоті  $\omega_s = qv_s$ , де  $v_s = (T_e / m_i)^{1/2}$  - іонно-звукова швидкість. Зауважимо, що в спектрі трансформованої хвилі може виникати два сателіти рівної інтенсивності з частотами  $\omega'' = \omega' \pm \omega_s$ .

Значимо, що для падаючої електромагнітної хвилі  $k' = \omega' / c$ , для трансформованої повздовжньої ленгмюрівської хвилі  $k'' \approx \omega_{pe} / v_{Te}$ . Тому  $k'' / k' \sim c / v_{Te} \gg 1$ , отже  $q \approx k''$ .

Порогове значення електричного поля для розпаду (3) має вид [2]:

$$E_{th}^2 \approx \frac{25}{2} \left( \frac{5nm_e}{2m_i} \right)^{1/2} \frac{v_{Te}^2}{c^2} B_0^2 \frac{\omega_0^2 (\omega_0^2 - \Omega_e^2)^2}{\omega_{pe}^4 \Omega_e^3} v_{ei}. \quad (5)$$

При  $E_0 > E_{th}$  в умовах встановлення стаціонарного стану плазмової турбулентності (враховується додаткове загасання хвиль, зумовлене розширенням групи резонансних частинок, які взаємодіють з плазмовими хвилями) вираз (1) для коефіцієнта трансформації можна переписати у вигляді:

$$\frac{d\sum_{\pm}}{dO} \approx \frac{3}{16\pi^2} \sigma_T \frac{\omega'^2 (\omega' \pm qv_s)^2}{\omega_{pe}^4} R_{tr} \frac{\pi}{\text{Im}\varepsilon_E \cdot \partial \text{Re}\varepsilon_E / \partial \Delta\omega} \times \left[ \left| 1 + \chi_i^0 + \frac{\mu^2}{4} \chi_e^0 \chi_i^0 \frac{1}{\varepsilon_{-1}} \right|^2 < \delta n_e^2 >_{\Delta\omega, \vec{q}}^0 + |\chi_e^0|^2 < \delta n_i^2 >_{\Delta\omega, \vec{q}}^0 + \frac{\mu^2}{4} |\chi_e^0|^2 |\chi_i^0|^2 \frac{< \delta \vec{E}^2 >_{\Delta\omega \mp \omega_0, \vec{q}}^0}{|\varepsilon_{\mp 1}|^2} \right] \Big|_{\Delta\omega = \pm \omega_s}. \quad (6)$$

Припускаючи, що  $\chi_e^0 = \frac{1}{q^2 r_{De}^2}$ ,  $\chi_i^0 = -\frac{\omega_{pi}^2}{\omega_s^2}$ ,  $|\chi_e^0| = |\chi_i^0|$ ,  $\frac{\partial \text{Re}\varepsilon_E(\omega_s, q)}{\partial \omega_s} \approx \frac{2\omega_{pi}^2}{\omega_s^3}$  і використовуючи флуктуаційно-дисипативну теорему для обчислення кореляторів флуктуацій електронної та іонної густини  $< \delta n_{e,i}^2 >_{\Delta\omega, \vec{q}}^0$  і електричного поля  $< \delta \vec{E}^2 >_{\Delta\omega \mp \omega_0, \vec{q}}$ , можна отримати вираз для диференційного перерізу трансформації:

$$\frac{d\sum_{\pm}}{dO} \approx \frac{3}{32\pi} \sigma_T \frac{\omega'^2 (\omega' \pm qv_s)^2}{\omega_{pe}^4} R_{tr} \frac{q^2 T_e}{e^2} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_s^2} \times \left[ 1 + \frac{\mu^2}{4} \frac{1}{q^2 r_{De}^2} \frac{\omega_{pe}^2}{2v_{ei} \omega_{UH}} \left( 1 + \frac{1}{q^2 r_{De}^2} \frac{\omega_s^4}{2\gamma_s \omega_{UH} \omega_{pi}^2} \right) + \frac{\mu^4}{64} \frac{1}{q^4 r_{De}^4} \frac{\omega_{pe}^4}{v_{ei}^2 \omega_{UH}^2} \right]. \quad (7)$$

Значимо, що до виразу (7) входять як звичайний доданок, обумовлений тепловими флуктуаціями плазми, так і польові члени. Обчислення показують, що для типових параметрів гарячої плазми  $\mu \sim 10^{-1}$ ,  $qr_{De} \approx 2 \cdot 10^{-1}$ ,  $B_0 = 50 \text{ kG}$ ,  $T_e \cong 5 \text{ keV}$ ,  $n \approx 10^{14} \text{ sm}^{-3}$  польова частина перерізу (7) перевищує звичайний доданок на декілька порядків.

1. A.I. Akhiezer et al. *Plasma Electrodynamics* (Oxford, Pergamon, 1975).
2. V.N. Pavlenko et al. *Phys. Scr.* 45 (1992) 616.
3. V.N. Pavlenko, V.G. Panchenko. *J. Plasma Physics* 74 (2008) 47.
4. V.N. Pavlenko, V.G. Panchenko. *J. Plasma Physics* 81 (2015) 17.
5. V.N. Pavlenko, V.G. Panchenko. *Phys. Scr.* 84 (2011) 025502.

## ОЦІНКА РЕНТГЕНІВСЬКОГО / ГАММА-ВИПРОМІНЮВАННЯ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ НИЗЬКОЕНЕРГЕТИЧНИХ ПРОТОНІВ З АЛЮМІНІЄМ

**А. М. Саврасов, О. А. Федорович, О. А. Рокицький,  
Є. Г. Костін, В. І. Чурюмов, В. М. Шевель**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

З метою розробки нових джерел енергії проводилися та проводяться дослідження впливу взаємодії водню та його ізотопів з конструкційними матеріалами, які використовуються в ядерній енергетиці, зокрема алюмінієм та його сплавами [1 - 4].

У даній роботі проводилося опромінення фольги алюмінію товщиною 150 мкм протонами з енергією до 300 еВ у плазмохімічному реакторі, детальний опис якого наведено у [3]. Було проведено кілька серій опромінь тривалістю 4 год, струм розряду становив 6 А. Для фіксації рентгенівського і/чи гамма-випромінювання використовувалися плівкові фотодозиметри, які розташовувалися в реакторі по два в кожному експерименті по обидва боки від місця горіння розряду. У фотодозиметрах використовувалися радіографічні медичні плівки на базі галоїдного срібла. Вимірювання з них проводилися за допомогою установки ИФКУ. У деяких контрольних експериментах додатково під алюмінієвою підкладкою монтувалася ємність з порошком  $\text{Eu}_2\text{O}_3$  для можливої фіксації теплових нейтронів. Маса порошку становила 118 г. Після опромінення даний порошок вимірювався на гамма-спектрометрі, зібраному на базі HPGe-детектора з ефективністю реєстрації 40 % порівняно з NaI-детектором розміром  $3'' \times 3''$  та енергетичною роздільною здатністю 1,9 кеВ на гамма-лініях  $^{60}\text{Co}$ . Вимірювання проводилися з метою пошуку теплових нейтронів, які могли б заселяти  $^{152\text{m1}}\text{Eu}$  в реакції  $^{151}\text{Eu}(n, \gamma)^{152\text{m1}}\text{Eu}$ , переріз якої становить 3300 б.  $^{152\text{m1}}\text{Eu}$ , в свою чергу, розпадається з періодом напіврозпаду 9,3 год на збуджені рівні  $^{152}\text{Sm}$ , випромінюючи при цьому високоенергетичні гамма-кванти з величинами енергії 842 та 963 кеВ. В отриманих гамма-спектрах дані лінії не зафіксовані, що свідчить про відсутність теплових нейтронів на рівні  $\leq 0,005 \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . У той же час поглинена доза рентгенівського і/чи гамма-випромінювання в чотирьох експериментах перевищувала максимально можливу величину 20 мЗв (таблиця) і на нижчому рівні фіксувалася в багатьох експериментах.

### Експерименти на плазмохімічному реакторі з фотодозиметрами ИФКУ

Дата	№ фотодозиметра	Доза, мЗв	Розташування	Особливості
06.11.23	653	$\geq 20$	Справа, лежачий (далі пл)	
	663	0,3	Зліва, стоячий (далі лс)	Язичок у вигляді півмісяця
06.03.24	1622	0,3	пл	Язичок у вигляді півмісяця
	685	0	лс	
09.01.24	1646	$\geq 20$	пл	Нагрівався
	1629	0,4	лс	Язичок у вигляді обрізаного півмісяця
30.01.24	1694	2,4	Правий, стоячий (далі – пс)	Сильно нагрівався
	643	1,4	Лівий, лежачий (далі – лл)	Язичок у вигляді обрізаного півмісяця
11.03.24	665	0	пл	Фторопластові накладки прикривали плаваючий електрод
	678	$\geq 20$	лс	
22.02.24	626	0	пл	Було відключено джерело постійної напруги
	627	0	лс	
26.03.24	628	$\geq 20$	пс	Фторопластові накладки прикривали плаваючий електрод
	671	$\geq 20$	лс	
04.04.24	633	$\geq 20$	пс	Схожий на експеримент від 26.03.24, лише алюмінієва мішень повністю покривала підкладку
	639	$\geq 20$	лс	

Слід зазначити, що в експерименті, в якому було відключено джерело постійної напруги і протони не бомбардували мішень, не зафіксовано жодного випромінювання. Це означає, що рентгенівські і/чи гамма-кванти є наслідком бомбардування мішені алюмінію протонами з енергією в околі 300 еВ. При цьому енергія рентгенівських гамма-квантів не є нижчою 3 кеВ.

У деяких експериментах використовувалися також термолюмінесцентні дозиметри на основі монокристалів LiF. Вимірювання з них проводилися за допомогою установки ДТУ-01. Також зафіксовано значні дози рентгенівського і/чи гамма-випромінювання на рівні 0,3 - 3 мЗв.

1. O.A. Fedorovich et al. *Problems of Atomic Science and Technology* 10(4) (2018) 302.
2. O.A. Fedorovich et al. *Problems of Atomic Science and Technology* 25(1) (2019) 204.
3. О.А. Федорович та ін. *Технологія та конструювання в електронній апаратурі* 5-6 (2014) 39.
4. A.B. Karabut, E.A. Karabut. Research into spectra of X-ray emission from solid cathode medium during and after high current glow discharge operation. In: 14th International Conference on Condensed Matter Nuclear Science. Proc. of the 14th Int. Conf., Washington, USA, August 10 - 15, 2008 (Washington, 2008) p. 362.

## ПРО КОНЦЕНТРАЦІЮ ЕЛЕКТРОНІВ КУЛЬОВОЇ БЛИСКАВКИ

**О. А. Федорович<sup>1</sup>, В. В. Гладковський<sup>2</sup>, Л. М. Войтенко<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Національна академія наук України, Київ, Україна

Одним із найзагадковіших і найменш вивчених природних явищ є кульова блискавка, про яку опубліковано низку наукових і науково-популярних статей. Проте незважаючи на значну кількість досліджень, природа її виникнення та механізм довготривалого існування залишаються недостатньо вивченими. Кульова блискавка являє собою плазмову кулю різних розмірів, яка може існувати протягом певного часу. Хоча деякі параметри цього явища, такі як температура, вже були оцінені, хімічний склад кульової блискавки залишається значною мірою невідомим і мало вивченим. Так, наприклад, на спектрах кульової блискавки відсутні лінії випромінювання водню, що є суттєвою аномалією, адже вона виникає в парах води, де за класичними уявленнями про розряди та їхні спектри ці лінії повинні бути присутніми.

У роботі [1], за допомогою безщілинних спектрометрів, було зафіксовано спектри кульової блискавки протягом 1,64 с. Отримані спектральні дані дають змогу проаналізувати динаміку процесів виникнення, розвитку та релаксації кульової блискавки до її повного зникнення. Проте відсутність методик для точного визначення концентрацій електронів у щільній плазмі (ЩП) при концентраціях, що перевищують  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ , не дала змоги отримати ці значення і, відповідно, оцінити їхню зміну в часі під час релаксації плазми кульової блискавки до її повного розпаду.

Нами розроблено методику вимірювання концентрації електронів ЩП, засновану на вивченні спектрів випромінювання (поглинання). У роботах [2 - 4] наведено результати визначення концентрацій електронів за оптичними спектрами для концентрацій електронів  $10^{17} \text{ см}^{-3} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , а також визначено зміни концентрацій електронів у розрядах з домішками металів, таких як вольфрам і мідь. Крім того, отримано коефіцієнти розпаду ЩП залежно від концентрації електронів у зазначеному діапазоні. Одержані експериментальні результати свідчать про значне зменшення коефіцієнтів розпаду ЩП порівняно з розрахунками за класичними формулами для потрійної зіштовхувальної рекомбінації (електрон - електрон - іон) [2 - 4] до шести порядків. Така особливість зумовлена ефектом «нереалізації оптичних рівнів атомів» у потужних мікрополях, створених вільними електронами в ЩП. Величини таких мікрополів розраховуються за формулою Хольцмарка і при високих концентраціях електронів вони співрозмірні з напруженостями внутрішньоатомних полів. Встановлено також емпіричну залежність «оптичної щільності» від концентрації електронів у діапазоні  $10^{17} \text{ см}^{-3} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$  [2].

У даній роботі пропонується застосувати розроблену нами методику для визначення концентрації електронів у ЩП для дослідження концентрації електронів у плазмі кульової блискавки, спектри якої в окремі моменти часу було зафіксовано в роботі [1]. Для ілюстрації, наведемо фрагмент спектра з цієї роботи (рис. 1).

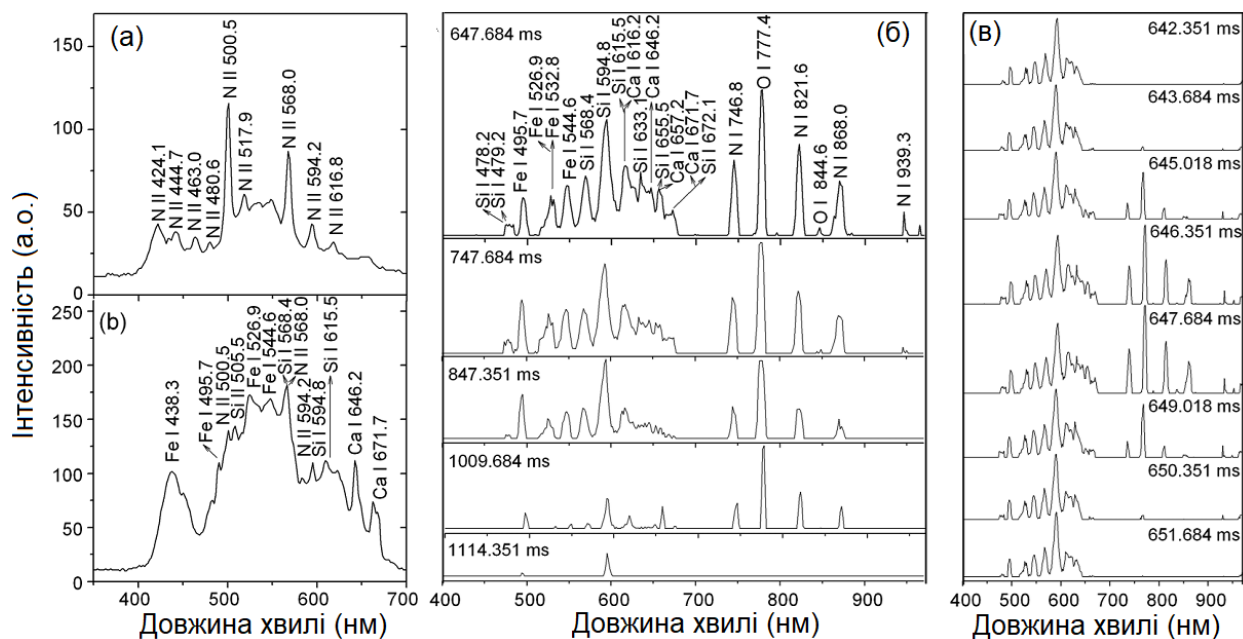
На рис. 1, *а* наведено спектр звичайної блискавки. На ньому видно лише суцільний спектр з розширеними лініями іонів азоту. Жодних інших ліній не спостерігається, що вказує на високу температуру в розряді лінійної блискавки.

На рис. 1, *б* і *в* наведено розгортки спектра випромінювання кульової блискавки на початку її виникнення (практично нульовий момент часу виникнення кульової блискавки). На цьому спектрі спостерігаються лінії іонів азоту, а також лінії випромінювання атомарного азоту, заліза, кальцію. За нашими оцінками величина «оптичної щільності» становить 4,6 еВ, а концентрація електронів у кульовій блискавці –  $2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ .

На 647 мс спостерігаються лінії атомів кремнію, заліза, кальцію, азоту, кисню. Однак не спостерігаються лінії атома водню, що властиво для класичних розрядів. Величина «оптичної щільності» в цей момент часу становить близько 2,2 - 2,9 еВ, а концентрація електронів при цьому становить близько  $(2 - 5) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ .

При розгляді спектра на 1009 мс можна бачити, що інтенсивність ліній випромінювання повільно зменшується і, відповідно, величина «оптичної щільності» зменшується до 1 - 1,25 еВ, а концентрація електронів –  $10^{19} \text{ см}^{-3} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

На 1114 мс спостерігається лише ледве помітна лінія кремнію 594,8 нм, при цьому концентрація електронів становить  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ .



Розгортки в часі спектрів випромінювання кульової блискавки (взято з роботи [1]).

Лінії випромінювання водню, навіть найбільш інтенсивна лінія Бальмера 656,3 нм, не спостерігаються, що підтверджує факт, що ця лінія не реалізується при концентраціях електронів, більших  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Як показали наші дослідження, що при реалізації самої інтенсивної лінії Бальмера 656,3 нм починається суттєве збільшення процесу розпаду ЩП [2].

Крім цього, підтверджується припущення, що величини «оптичної щільності» приблизно однакові для різних атомів і залежать тільки від концентрації електронів.

1. Y. Cen, P. Yuan, S. Xue. Physical Review Letters 112(3) (2014) 035001.
2. О.А. Федорович. Теплофизика высоких температур 52(4) (2014) 524.
3. О.А. Федорович та ін. Ядерна фізика та енергетика 4 (2023) 351.
4. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. ВАНТ Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения» 6(4) (2008) 288.



# ПРО ЗАСТОСУВАННЯ ФОРМИ ХВИЛЬОВОГО ФРОНТУ АЛЬВЕНОВИХ МОД ДЛЯ ДІАГНОСТИКИ ПРОСТОРОВОГО КАНАЛЮВАННЯ

**Ю. В. Яковенко<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Національний університет «Києво-Могилянська академія», Київ, Україна

Альвенові моди, збуджувані швидкими йонами, часто спостерігаються в плазмі токамаків. Якщо просторова область, де швидкі йони віддають свою енергію моді, не збігається з областю, де мода віддає енергію теплової плазмі, може відбуватися просторове каналювання енергії цих йонів [1] – перенесення енергії швидких йонів модою. У нещодавніх роботах [2, 3] спостерігалася деформація (нахил) хвильового фронту альвенових мод, тобто залежність їх фази від радіальної координати. Було зазначено, що вона є пов'язаною з перенесенням енергії цими модами і може дати змогу діагностувати перенесення ними енергії. Отже, становить інтерес визначення зв'язку між нахилом хвильового фронту та потоком енергії в модах різних типів. У доповіді на конференції ІЯД НАН України у 2023 р. [4] було аналітично показано, що зв'язок між нахилом фронту та потоком енергії у так званій GAE-моді (Global Alfvén Eigenmode) доволі простий. Метою цієї роботи є розробка числових засобів для дослідження такого зв'язку в складніших альвенових власних модах, які не можна задовільно наблизити однією полоїдною гармонікою, – RSAE-модах (Reversed-Shear Alfvén Eigenmode) та TAE-модах (Toroidicity-induced Alfvén Eigenmode).

Якщо можна знехтувати впливом стиснотності плазми, альвенові моди можна описувати певним рівнянням відносно електростатичного потенціалу ( $\Phi$ ); для розрахунків енергії зручно використовувати замість нього величину  $\phi$  таку, що  $\Phi = \partial\phi / \partial t$ . Якщо розкласти  $\phi$  в ряд Фур'є:

$$\phi = \text{Re} \left[ \sum_m \phi_m(r) \exp(im\vartheta - in\varphi - i\omega t) \right] \quad (1)$$

(тут  $\vartheta$  та  $\varphi$  – відповідно полоїдна та тороїдна координати,  $m$  та  $n$  – відповідні модові номери,  $\omega$  – частота моди,  $t$  – час,  $r$  – радіальна координата), то це рівняння можна записати у вигляді

$$\omega^2 \hat{D}\bar{\phi} = \hat{A}\bar{\phi} + \hat{\Gamma}\bar{\phi}, \quad (2)$$

де  $\bar{\phi}$  – стовпчик, утворений величинами  $\phi_m(r)$ ,  $\hat{A}$  та  $\hat{D}$  – ермітові оператори, що мають вигляд

$$\hat{D}\bar{\phi} = D^{00}\bar{\phi} + D^{01} \frac{d\bar{\phi}}{dr} - \frac{d}{dr} (D^{10}\bar{\phi}) - \frac{d}{dr} \left( D^{11} \frac{d\bar{\phi}}{dr} \right), \quad (3)$$

$$\hat{A}\bar{\phi} = A^{00}\bar{\phi} + A^{01} \frac{d\bar{\phi}}{dr} - \frac{d}{dr} (A^{10}\bar{\phi}) - \frac{d}{dr} \left( A^{11} \frac{d\bar{\phi}}{dr} \right), \quad (4)$$

$A^{00}$ ,  $A^{01}$ ,  $A^{10}$ ,  $A^{11}$ ,  $D^{00}$ ,  $D^{01}$ ,  $D^{10}$  та  $D^{11}$  – певні матриці, що залежать від геометрії магнітного поля та параметрів плазми,  $\hat{\Gamma}$  – антиермітов оператор, що описує обмін енергією між модою та частинками плазми (збудження та гамування моди).

Наслідуючи [5], можна показати, що рівняння балансу повної енергії ( $W$ ) має вигляд

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -\frac{\partial F}{\partial r} - 2 \frac{d\bar{\phi}^{*T}}{dt} \hat{\Gamma}\bar{\phi}, \quad (5)$$

де радіальний потік енергії  $F$  дорівнює

$$F = \omega \text{Im} \left[ \bar{\phi}^{*T} (A^{10} - \omega^2 D^{10}) \bar{\phi} + \bar{\phi}^{*T} (A^{11} - \omega^2 D^{11}) \frac{d\bar{\phi}}{dr} \right]. \quad (6)$$

Представимо (1) у вигляді, що уявляє розподіл фази хвилі ( $\psi$ ) в полоїдній площині:

$$\phi = \text{Re} \left\{ \tilde{\phi}(r, \vartheta) \exp(-in\varphi - i\omega t) \right\} = \text{Re} \left\{ \tilde{\phi}(r, \vartheta) \exp[i\psi(r, \vartheta)] \exp(-in\varphi - i\omega t) \right\}. \quad (7)$$

Можна побачити, що

$$\nabla\psi = \left| \tilde{\phi} \right|^{-2} \text{Im} \left( \tilde{\phi}^* \nabla \tilde{\phi} \right). \quad (8)$$

Для числового дослідження зв'язку між потоком енергії та нахилом хвильового фронту було створено комп'ютерний код на мові Python. Код розв'язує крайову задачу для системи рівнянь вигляду (2), доповненої певними крайовими умовами. Ця система в основному збігається з тією, що застосовувалася для аналізу RSAE-мод у роботі [6], але в ній додатково враховано внесок поздовжнього струму плазми. Для розв'язання системи застосовується метод скінченних елементів з ермітовими базисними функціями. Після обчислення власних мод за відсутності збудження та гамування, до системи рівнянь додаються доданки, що відповідають операторові  $\hat{\Gamma}$ , причому гамування та збудження локалізовані в різних просторових зонах, що задаються користувачем. Код балансує інтенсивність цих доданків так, щоб уявна частина частоти залишилася нехтовною. Потім він обчислює радіальний потік енергії та нахил хвильового фронту за формулами (6) та (8).

Приклади RSAE-моди та TAE-моди, розрахованих кодом, подано на рис. 1. Рис. 2 та 3 демонструють зміну форми хвильового фронту однієї з мод та потік енергії, які виникають у ній при збалансованих та просторово рознесених збудженні та гамуванні.

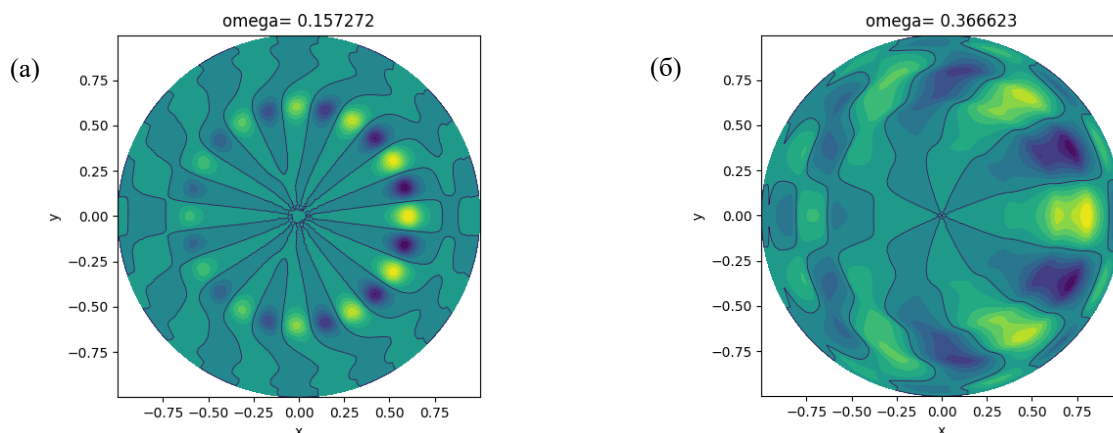


Рис. 1. Розподіл  $\phi$  у перерізі плазми для двох альвенових мод.

*a* – RSAE-мода з  $n = 3$ ; *b* – TAE-мода з  $n = 3$ .

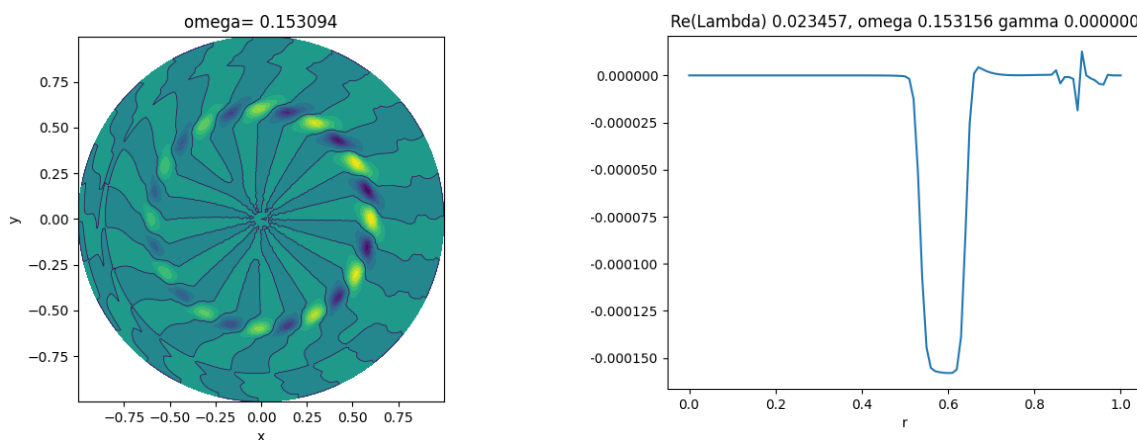


Рис. 2. Модифікація моди, показаної на рис. 1, при збалансованих збудженні та гамуванні.

Рис. 3. Радіальний потік енергії (умовні одиниці), створений модою, показаною на рис. 2.

Доповідаються перші результати, що стосуються зв'язку між потоком енергії та нахилом хвильового фронту та його чутливості до параметрів магнітної конфігурації, зокрема тих, які важко діагностувати.

Робота виконувалася за підтримки партнерського проекту НТЦУ № P786 та проектів НАН України «Явища, пов'язані з енергійними йонами в токамаках та стелараторах» та № ПЛ27/23-Н.

1. Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, V.V. Lutsenko. Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 075001.
2. G.J. Kramer et al. Nucl. Fusion 59 (2019) 094001.
3. W.W. Heidbrink et al. Nucl. Fusion 62 (2022) 066020.
4. Ю.В. Яковенко, В.І. Саламон, С.В. Тарасенко. Зміни структури власних мод при збудженні та гамуванні. У кн.: XXX Щорічна наукова конференція ІЯД НАН України. Анотації до доповідей. Київ, Україна, 25 - 29 вересня 2023 р. (Київ, 2023) с. 186.
5. Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, M.H. Tyshchenko. Phys. Plasmas 25 (2018) 112508.
6. G.Y. Fu, H.L. Berk. Phys. Plasmas 13 (2006) 052502.

## КОРОТКОЧАСОВІ ТРЕНДИ ПИТОМОЇ АКТИВНОСТІ У ІХТІОФАУНІ ВОДОЙМ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ АЕС

**В. В. Беляєв, О. М. Волкова, О. Є. Каглян, Д. І. Гудков, М. О. Меньковська**

*Інститут гідробіології НАН України, Київ, Україна*

Одним із завдань радіоекологічного моніторингу водних екосистем є прогнозування радіоактивного забруднення компонентів, зокрема питомої активності радіонуклідів у організмі риб. У загальному випадку можливі три сценарії: підвищення питомої активності риб внаслідок аварійного чи хронічного надходження радіонукліда до водойми; стаціонарні (постійні) рівні вмісту радіонукліда в організмі; зниження питомої активності риб внаслідок процесів радіоактивного розпаду та незворотної фіксації радіонуклідів абіотичними компонентами. Після Чорнобильської аварії при довгострокових спостереженнях спостерігалось зменшення питомої активності риб, що для проточних екосистем можна пояснити зменшенням надходження радіонуклідів з території водозбору і відповідно зменшенням їхньої концентрації у водних масах, для замкнених екосистем – радіоактивним розпадом та захороненням у донних відкладах. Слід зазначити, що в останні роки величина швидкості зменшення питомої активності риб значно уповільнилася [1]. При загальній тенденції зменшення у часі об'ємної концентрації радіонуклідів у воді та питомої активності риб у деяких водоймах в окремі роки було зафіксовано випадки збільшення вмісту радіонуклідів [2, 3]. У зв'язку зі зміною гідрологічного стану водних екосистем прогнозувалося збільшення питомої активності радіонуклідів у остаточних водоймах водойми-охолоджувача ЧАЕС (ВО ЧАЕС) [4]. За гідрометеорологічними умовами 2021 та 2023 рр. значно відрізнялися, тому метою роботи було визначити часові характеристики питомої активності представників іхтіофауни деяких водойм зони відчуження ЧАЕС у період 2021 - 2023 рр.

Проби риби відбирали у Янівському затоні (м. Прип'ять), оз. Азбучин (на північ від ВО ЧАЕС), остаточних водоймах, які утворилися на акваторії ВО ЧАЕС, позначених за рухом водних мас – стара тепла частина (СТЧ), нова тепла частина (НТЧ), нова холодна частина (НХЧ) та стара холодна частина (СХЧ); озеро біля с. Плютовище (далі оз. Плютовище, заплава р. Прип'ять, південь зони відчуження). Вміст радіонуклідів у пробах риби визначали в однаковій геометрії, статистична погрішність визначення  $^{90}\text{Sr}$  становила 15 %,  $^{137}\text{Cs}$  не перевищувала 5 %.

У досліджених водоймах зустрічається більше, ніж 30 видів риб, дослідити динаміку накопичення радіонуклідів за дворічний період, навіть у домінуючих видах, досить проблематично, іноді в уловах деякі види не зустрічаються, тому у водній радіоекології іхтіофауну за особливостями живлення та накопичення радіонуклідів прийнято поділяти на «мирні» та хижі види.

У 2021 та 2023 рр. питома активність  $^{90}\text{Sr}$  у «мирних» та хижих видів досліджених водойм, за винятком вмісту  $^{90}\text{Sr}$  у «мирних» рибах оз. Плютовище, достовірно не відрізняється (рис. 1 і 2). Питома активність  $^{90}\text{Sr}$  у «мирних» рибах оз. Плютовище за зазначений період зменшилася у  $1,8 \pm 1,3$  рази, що відповідає періоду напівзменшення 2,3 роки.

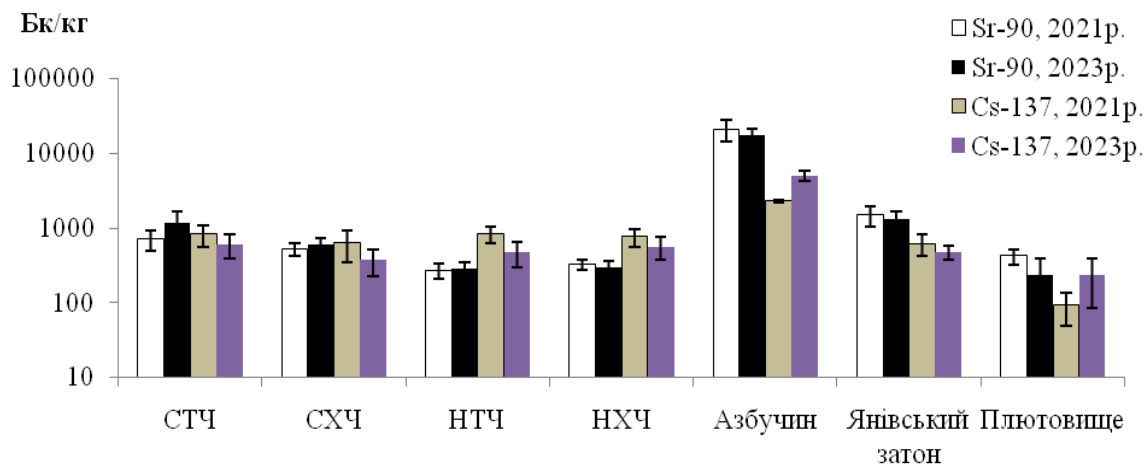


Рис. 1. Питома активність «мирних» видів риб.

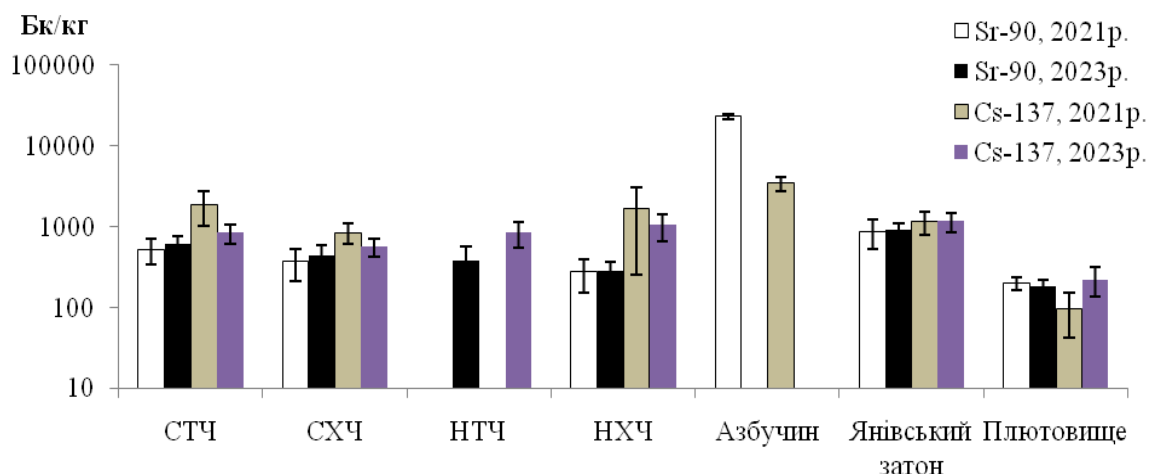


Рис. 2. Питома активність хижих видів риби.

Питома активність  $^{137}\text{Cs}$  у «мирних» рибах остаточних водойм ВО ЧАЕС у період 2021 - 2023 рр. зменшилась у  $1,54 \pm 0,21$ , а хижих –  $1,7 \pm 0,4$  рази, що відповідає періоду напівзменшення 3,5 та 2,8 років відповідно.

За період з 2021 по 2023 рр. у іхтіофауні Янівського затону вірогідних змін питомої активності  $^{137}\text{Cs}$  не зафіксовано.

За період з 2021 по 2023 рр. питома активність  $^{137}\text{Cs}$  у «мирних» видів риби оз. Азбучин збільшилась у  $2,2 \pm 0,4$  рази.

За період з 2021 по 2023 рр. питома активність  $^{137}\text{Cs}$  у «мирних» та хижих видів риби оз. Плютовище підвищилась у 2,4 рази. Про підвищення питомої активності  $^{137}\text{Cs}$  у риби озера також свідчить те, що величини питомої активності радіонукліда у хижих та «мирних» риби однакові, в інших водоймах вміст  $^{137}\text{Cs}$  у хижих видів у 1,5 - 2,5 рази більший, ніж у «мирних» риби.

Таким чином, можна визначити, що у період 2021 - 2023 рр. питома активність  $^{90}\text{Sr}$  у «мирних» та хижих видів досліджених водойм, за винятком вмісту  $^{90}\text{Sr}$  у «мирних» рибах оз. Плютовище, достовірно не змінилася; у риби озер Азбучин та Плютовище спостерігається збільшення питомої активності  $^{137}\text{Cs}$  приблизно у 2 рази; питома активність  $^{137}\text{Cs}$  у рибах остаточних водойм ВО ЧАЕС зменшилася приблизно у 1,6 рази, що відповідає періоду напівзменшення 2,7 років; питома активність  $^{137}\text{Cs}$  у риби Янівського затону вірогідно не змінилася.

1. O. Volkova et al. Parameters of  $^{137}\text{Cs}$  specific activity changes in the fish from the Kiev water reservoir. In: [International Conference on Radiation in Various Fields of Research \(rad 2021\), Herceg Novi, Montenegro, June 14 - 18, 2021 \(Herceg Novi, 2021\)](#)
2. *25 років Чорнобильської катастрофи. Безпека майбутнього: Національна доповідь України* (Київ: КІМ, 2011) 356 с.
3. О.М. Волкова та ін. Наук. записки Тернопіль нац. пед. ун-ту Серія: Біологія 2(47) (2011) 62.
4. О.М. Волкова та ін. Гідробіологічний журнал 59(6) (2023) 100.

# ДИНАМІКА ПИТОМОЇ АКТИВНОСТІ $^{137}\text{Cs}$ У ПЛОДОВИХ ТІЛАХ МАСЛЮКІВ

**О. С. Бурдо, Н. Є. Зарубіна**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Загальновідомо, що питома активність плодкових тіл маслюків після аварії на ЧАЕС спочатку зростає, сягає максимуму, а потім починає зменшуватися. Що стосується спадної частини залежності питомої активності від часу, то встановлено [1], що вона має вигляд

$$A(t) = A_0 2^{-t/\tau - \gamma t} = A_0 \exp \left[ -\ln 2 \left( \frac{t}{\tau} + \gamma t \right) \right], \quad (1)$$

де  $A_0$  - питома активність у деякий умовно нульовий момент часу,  $t$  - час, роки,  $\tau$  - період напіврозпаду  $^{137}\text{Cs}$ , роки,  $\gamma$  - декремент, який описує спадання питомої активності за суто біологічними причинами.

З'ясувалося, що декременти для різних полігонів мають різні значення, хоча полігони мало чим відрізняються один від одного [2], за винятком рівнів забрудненості.

Чи можна користуватися при прогнозуванні сталими декрементами?

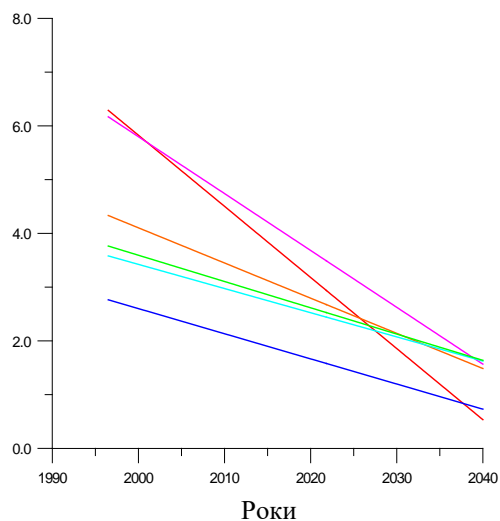


Рис. 1. Питома активність vs час при сталих декрементах.

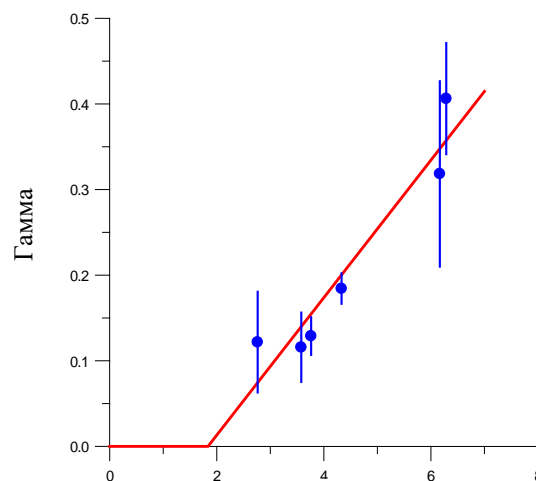


Рис. 2. Декремент vs логарифм питомої активності.

Навряд чи – важко повірити, що маслюки з Янова (рис. 1, червоним) з плином часу стануть чистішими, ніж маслюки зі Ржищева (там же, синім). А причиною такої поведінки є те, що більші значення декрементів відповідають більшій забрудненості (рис. 2). Тому висувається гіпотеза, що декремент залежить від забрудненості доквілля (забрудненість визначається «з точки зору» самих маслюків таким чином: сині кружечки відповідають максимальним зареєстрованим питомим активностям на полігонах), а саме замість добре знайомого рівняння

$$\frac{\dot{A}(t)}{A(t)} = -\ln 2 \left( \frac{1}{\tau} + \gamma \right). \quad (2)$$

спробуємо використати лінійну залежність декремента від логарифма питомої активності, як це було зроблено у [3]:

$$\frac{\dot{A}(t)}{A(t)} = -\ln 2 \left( \frac{1}{\tau} + \gamma(A(t)) \right), \quad (3)$$

де

$$\gamma(A) = \kappa \ln(A) + \rho, \quad (4)$$

Тоді замість рис. 1 отримуємо рис. 3. На ньому легко побачити, що янівські гриби назавжди залишаться найактивнішими, а ржищівські – найчистішими.

Таким чином, ми начебто знайшли опис спадних частин залежностей питомих активностей від часу. Він базується на рівнянні (3), в якому повністю відсутнє джерело забруднення. Додамо модельне джерело  $S(t)$  у рівняння (3):

$$\dot{A}(t) = -\ln 2 \left[ \frac{1}{\tau} + \gamma(A(t)) \right] \cdot A(t) + S(t), \quad (5)$$

наприклад таке, як на рис. 4,

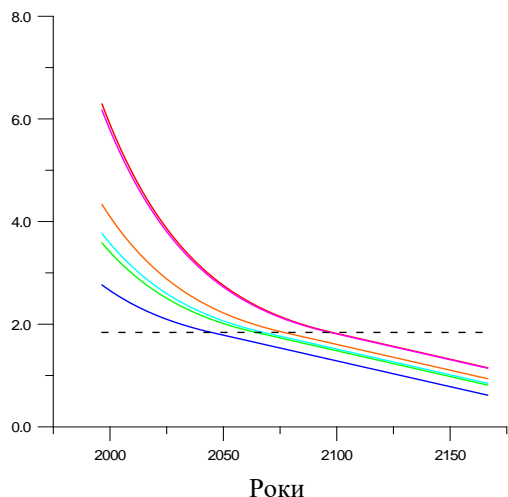


Рис. 3. Питома активність від часу при залежних від неї декрементах.

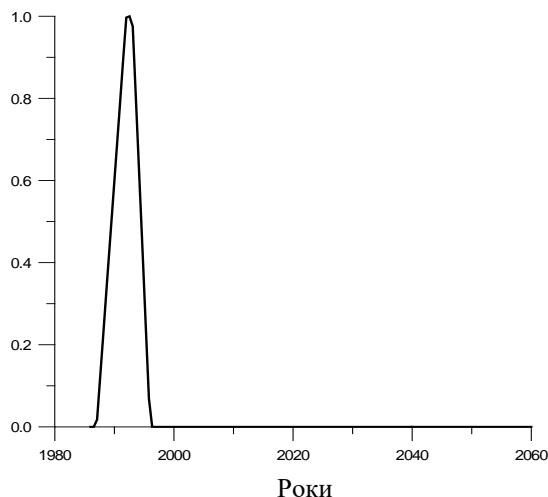


Рис. 4. Профіль модельного джерела у часі.

і отримаємо:

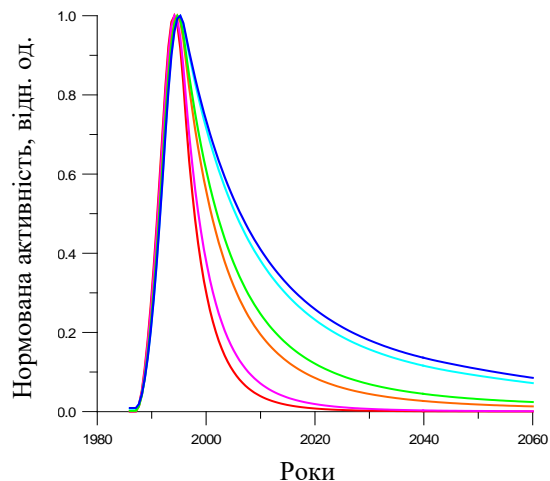


Рис. 5. Нормована питома активність vs час.

З рис. 5 видно, що у питомій активності зростання під дією радіоактивних випадів відбувається скрізь стрімко і з майже однаковими темпами, а темпи її спадання істотно залежать від рівнів забрудненості.

Тим самим, сподіваюсь, знайдена відповідь на питання, сформульоване на Щорічній науковій конференції ІЯД НАН України 2015 р., чому питома активність поводить себе саме так.

1. Н.Є. Зарубіна, О.С. Бурдо. Динаміка питомої активності плодкових тіл грибів на території, забрудненій внаслідок аварії на ЧАЕС. У кн.: Тези доповідей XXII щорічної наукової конференції ІЯД НАН України, Київ, 26 - 30 січня 2015 р. (Київ, 2015) с. 168.
2. N.E. Zarubina et al. Nucl. Phys. At. Energy 22 (2021) 294.
3. О.С. Бурдо, Н.Є. Зарубіна, О.В. Шатрова. Динаміка питомої активності  $^{137}\text{Cs}$  у плодкових тілах *Suillus luteus*: нелокальна модель. У кн.: Тези доповідей XXVII щорічної наукової конференції ІЯД НАН України, Київ, 21 - 25 вересня 2020 р. (Київ, 2020) с. 292.

## ВІДНОВЛЕННЯ ПОПУЛЯЦІЇ ДРІБНИХ ГРИЗУНІВ НА ОСУШЕНИХ ДІЛЯНКАХ ВОДОЙМИ-ОХОЛОДЖУВАЧА ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ АЕС: ВИДОВИЙ СКЛАД, ЧИСЕЛЬНІСТЬ ТА ЇЇ ДИНАМІКА

**Д. О. Вишневецький<sup>1</sup>, К. Д. Корепанова<sup>1</sup>, С. М. Обрізан<sup>1</sup>, О. О. Бурдо<sup>2</sup>, Х. Ішиніва<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> Чорнобильський радіаційно-екологічний біосферний заповідник, Іванків, Україна

<sup>2</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

<sup>3</sup> Інститут радіоактивності навколишнього середовища, Університет Фукусіма, Фукусіма, Японія

Водойма-охолоджувач (ВО) ЧАЕС – штучна гідротехнічна споруда, призначена для охолодження води енергетичних установок ЧАЕС. Від завершення будівництва її другої черги у 1983 р. і до початку зниження рівня (2014/р.) вона мала площу дзеркала 22,9 км<sup>2</sup>, об'єм водної маси 150 млн. м<sup>3</sup>, а рівень води підтримувався на відмітках близько 110,7 мБС (що перевищує меженний рівень р. Прип'ять на 6 - 7 м). Зниження рівня води ВО як елемент зняття ЧАЕС з експлуатації почалося восени 2014. р. У 2016 р., при зниженні рівня нижче 107,0 мБС, цілісна водойма розділилася на окремі озера. Осушена площа перевищила 40 % від первинної площі ВО. Починаючи з 2018 - 2019 рр., рівневий режим залишкових озер визначається балансом опади - випаровування та гідравлічним зв'язком з р. Прип'ять. Сумарна осушена площа оцінюється у 70 - 75 % від первинної площі ВО.

Осушені ділянки ложа ВО інтенсивно заростають трав'яною та деревною рослинністю. Заплановане виведення з експлуатації Чорнобильської АЕС з високим рівнем радіоактивного забруднення не має аналогів. Метою цього дослідження є вивчення сумісного впливу водоспусків Чорнобильської АЕС та іонізуючого випромінювання на видову різноманітність та радіобіологічні ефекти новоутворених природних популяцій дрібних ссавців.

Для дослідження було обрано три експериментальні ділянки: Лінія № 1 «КПП Південної дамби» (51°21'38.58"N 30° 8'23.50"E) з рівнем потужність експозиційної дози (ПЕД) 300 - 400 мкР/год. Ця ділянка використовується як контрольна точка, оскільки її екосистема не зазнала впливу від спуску води та розташована на березі ВО ЧАЕС; Лінія № 2 «Рибгосп» (51°22'20.60"N 30° 8'26.94"E) з рівнем ПЕД 100 - 200 мкР/год. Це осушена ділянка гарячої частини Чорнобильської АЕС; Лінія № 3 – «Дамба першої черги водойми-охолоджувача» (51°21'4.81"N 30° 9'29.46"E) з рівнем ПЕД 200 - 300 мкР/год. Ця ділянка оточена піщаним ландшафтом дна водойми-охолоджувача.

З 2022 р. паралельно з відловом мишоподібних гризунів, проводиться збір інформації про радіаційний стан дослідних ділянок з використанням трекерів-дозиметрів bGeigie Nano в рамках співпраці із міжнародною волонтерською організацією Safecast. Результати вимірювань представлено в таблиці.

### Результати вимірювань дослідних ділянок за допомогою трекерів-дозиметрів bGeigie Nano

Локація	N	Середнє, мкЗв	Мін.	Макс.	Стандартне відхилення	Коефіцієнт варіації, %
Проект SATREPS, дослідна ділянка № 1	252	2,4	0,8	3,2	0,6	25
Проект SATREPS, дослідна ділянка № 2	194	0,6	0,5	0,8	0,06	10
Проект SATREPS, дослідна ділянка № 3	1227	1,1	0,3	2,7	0,4	36

Відлов мишоподібних гризунів для досліджень здійснювався з використанням пасток Шермана протягом 2018 - 2024 рр. Пастки Шермана розташовувалися лінійно через кожні 4 м, а як приманку використовували білий хліб у нерафінованій олії. Після відлову тварин доставляли до лабораторії, де їх реєстрували, визначали видову приналежність особин та відбирались зразки для подальших радіобіологічних досліджень, щоб визначити радіаційний вплив.

У ході польових робіт виявлено п'ять видів гризунів, які належать до родів Apodemus і Myodes: миша польова (Apodemus agrarius), мишак жовтогрудий (Apodemus flavicollis), миша лісова (Apodemus silvaticus), нориця руда (Clethrionomys glareolus), миша лучна (Micromys minutes).



Загальна чисельність тварин, відловлених на дослідних ділянках у 2018 - 2024 р.

Чисельність і видова структура демонструють значну нестабільність (рис. 1), але на рівні спільноти це можна розглядати як пластичність. Регулярні дослідження свідчать, що стабільна популяція тварин є лише на лінії № 1, тоді як на лініях № 2 і № 3 стабільна популяція не сформувалася. Дно ВО ЧАЕС є середовищем проживання, та де можуть формуватися популяції завдяки імміграції тварин.



# СУЧАСНИЙ СТАН І КОНЦЕПЦІЯ РЕФОРМУВАННЯ ЗАГАЛЬНОДЕРЖАВНОЇ СИСТЕМИ РАДІАЦІЙНОГО МОНІТОРИНГУ ПРИРОДНОГО СЕРЕДОВИЩА В УМОВАХ ВИКЛИКІВ ВОЄННОГО ЧАСУ І ЗРОСТАННЯ РИЗИКІВ РАДІАЦІЙНИХ АВАРІЙ

**О. В. Войцехович**

*Український гідрометеорологічний інститут ДСНС України та НАН України, Київ, Україна*

Радіаційний моніторинг як система регулярних спостережень (вимірювань) на стаціонарних пунктах відбору проб і вимірювання потужності амбієнтного еквіваленту дози (ПАЕД) гамма-випромінювання і радіоактивних атмосферних випадінь був запроваджений в Україні більше 60 років тому в період випробувань ядерної зброї в атмосфері з метою вивчення їх впливів на забруднення довкілля і опромінення людей. Суттєвого розвитку мережі і методи запровадження моніторингу набули після аварії на ЧАЕС 1986 р. Результати спостережень у рамках програм розгалужених відомчих мереж і вивчення характеристик і впливів радіоактивного забруднення на довкілля і опромінення людей, що проживали на різній відстані від джерела викиду ЧАЕС і у різних природних умовах, дали змогу отримати величезний практичний досвід в організації систем і програм моніторингу з метою радіаційного захисту в цілому. На сьогодні в Україні моніторинг радіаційного забруднення довкілля за тими чи іншими показниками із різними метою і завданнями здійснюють більше 10 відомчих організацій і лабораторій, які можна поєднати за такими напрямками, а саме:

- загально-державний (фоновий) моніторинг забруднення радіоактивного забруднення навколишнього природного середовища на радіометричній мережі станцій спостережень Національної гідрометеорологічної служби (НГМС) України;
- об'єктовий моніторинг джерел викидів і скидів на майданчиках АЕС, а також на інших радіаційно-небезпечних об'єктах і майданчиках радіологічної спадщини, які виконуються операторами таких майданчиків у рамках ліцензії ДІЯР України;
- моніторинг забруднення питної води, харчових продуктів, будівельних матеріалів і товарів з метою санітарно-гігієнічного контролю їхньої відповідності критеріям безпеки споживання (Держспоживслужба України).

В Україні існують наукові і спеціалізовані організації, що мають досвідчений персонал і технологічну базу для оцінки наслідків радіаційних аварійних впливів, інші відомчі і приватні аналітичні лабораторії, які в умовах радіаційних і ядерних аварій, можуть бути залучені до виконання програм моніторингу за інтегрованими регламентами

З одного боку така розгалужена системи мереж спостережень, відомчих лабораторій, центрів аналізу даних і організацій наукової підтримки, що володіють інструментами прогнозування можливих наслідків розвитку радіаційних ризиків є ознакою наявності значного потенціалу України для ефективного реагування на радіаційні аварії різного типу і масштабів. З іншого боку в Україні досі не створено ефективну систему радіаційного моніторингу загальнодержавного рівня в якості комплексного інструменту планування, здійснення гармонізованих спостережень і розподіленої відповідальності щодо обстеження територій з оцінки радіаційної обстановки і готовності інтегрованого інформаційного забезпечення системи підтримки і прийняття рішень в умовах можливих радіаційних аварій для ефективного реагування і зменшення їх наслідків.

Відповідно до розпорядження КМУ № 323-р від 29.04.2022 р. щодо створення інтегрованої системи радіаційного моніторингу і, використовуючи фінансову і технічну допомогу міжнародних донорів, зараз в Україні створюється автоматизована система радіаційного моніторингу довкілля. Натомість, концепція такої системи передбачає фокус переважно на можливість отримання в режимі реального часу даних лише про один параметр радіаційного стану довкілля, а саме ПАЕД гамма-випромінювання.

В умовах масштабної комунальної аварії на АЕС і викиду за межі майданчиків об'єктового радіаційного контролю такі спостереження є звичайно одним із необхідних елементів для оперативної оцінки радіаційної обстановки і коригування результатів моделювання просторового розповсюдження радіоактивних випадінь. Але також є очевидним і те, що радіологічні ризики і опромінення за рахунок зовнішнього гамма-випромінювання є визначальними тільки для гострої фази аварійного забруднення і тільки для сценарію аварій із масштабним викидом радіоактивних продуктів АЕС за межі зони об'єктового контролю. Після завершення атмосферних випадінь основним методом отримання даних про стан радіаційної обстановки залишаються традиційні методи обстеження забруднених територій із відбором проб і подальшим вимірюванням в аналітичних лабораторіях.

Досвід реагування на радіоактивне забруднення значних за площею територій із достатньо розвинутою автоматизованою мережею пунктів вимірювання показників зовнішнього гамма-випромінювання, а також із залученням досить ефективних заходів авіаційної гамма-радіометрії у зоні впливу аварій на АЕС Фукусіма-Дайчі (2011 р.) дав змогу впродовж кількох місяців після аварійного викиду отримати основні контури зони радіоактивних випадіннь, але навіть таких даних не було достатньо для обґрунтованого прийняття рішень, щодо конкретних протирадіаційних заходів. В основу обґрунтування заходів було покладено детальні зйомки радіоактивного забруднення ґрунтів, сільгосппродукції, водних об'єктів, елементів екосистеми на основі даних регулярного моніторингу відбору проб і масового вимірювання вмісту радіонуклідів у лабораторіях, які також потім використовувалися для параметризації і валідації широкого класу математичних моделей. Урядом Японії було створено спеціальні Центри координації і методичного забезпечення масштабних програм моніторингу, результати яких було покладено в основу масштабних заходів очищення і приведення у безпечний стан забруднених територій.

На жаль, досвід організації системи радіаційного моніторингу після вже двох найбільших ядерних аварій (Чорнобиль і Фукусіма) не став прикладом для України (не створено ефективну інтегровану систему радіаційного моніторингу довкілля, Центрів координації і методичного забезпечення інтегрованої системи збору і обробки даних з оцінки радіаційної обстановки на випадок масштабних комунальних ядерних/радіаційних аварій. Одним із важливих здобутків міжнародного досвіду є необхідність завчасно бути підготовленим до функціонування всіх суб'єктів радіаційного моніторингу в умовах радіаційних аварій різного типу і масштабу, а також ефективне поєднання технічного і кадрового потенціалу суб'єктів програм моніторингу різного типу в умовах аварійної ситуації. Запровадження інтегрованих програм радіаційного моніторингу є ефективним тільки за умови координації і запровадження заходів гарантії якості спостережень суб'єктами її виконання.

У доповіді розглядаються кращий досвід створення інтегрованих мереж і систем радіаційного моніторингу як елемент готовності до реагування на ядерні/радіаційні аварії.

Розглядаються висновки з аналізу сучасного стану радіометричних мереж і аналітичних лабораторій у структурі загальнодержавної мережі гідрометеорологічних спостережень, мереж спостережень навколо АЕС України в контексті необхідної гармонізації і оптимізації методів і технологій радіаційного моніторингу. Надаються приклади щодо потенційних впливів, завдань і напрямків необхідного розвитку мереж фонових радіометричних спостережень в умовах військового втручання РФ в Україну, а також заходів аварійної готовності до потенційних радіологічних аварій на радіаційно-небезпечних об'єктах і майданчиках радіологічної спадщини. Розглядаються основні напрямки необхідної реорганізації системи фонових радіометричних спостережень в структурі ГМС ДСНС України, зокрема, вимоги до оснащення і готовності аналітичних лабораторій, груп мобільного реагування, а також Центрів збору і обробки даних.

# ОПТИМІЗАЦІЯ РОЗМІЩЕННЯ ПУНКТИВ БАГАТОРІЧНИХ СПОСТЕРЕЖЕНЬ ЗА РАДІОАКТИВНИМ ЗАБРУДНЕННЯМ ҐРУНТІВ ГІДРОМЕТЕОРОЛОГІЧНОЇ МЕРЕЖІ СПОСТЕРЕЖЕЖЬ З УРАХУВАННЯМ РАДІОЕКОЛОГІЧНОЇ ВРАЗЛИВОСТІ ТЕРИТОРІЙ

**Т. В. Гінчук, О. В. Войцехович**

*Український гідрометеорологічний інститут ДСНС України та НАН України, Київ, Україна*

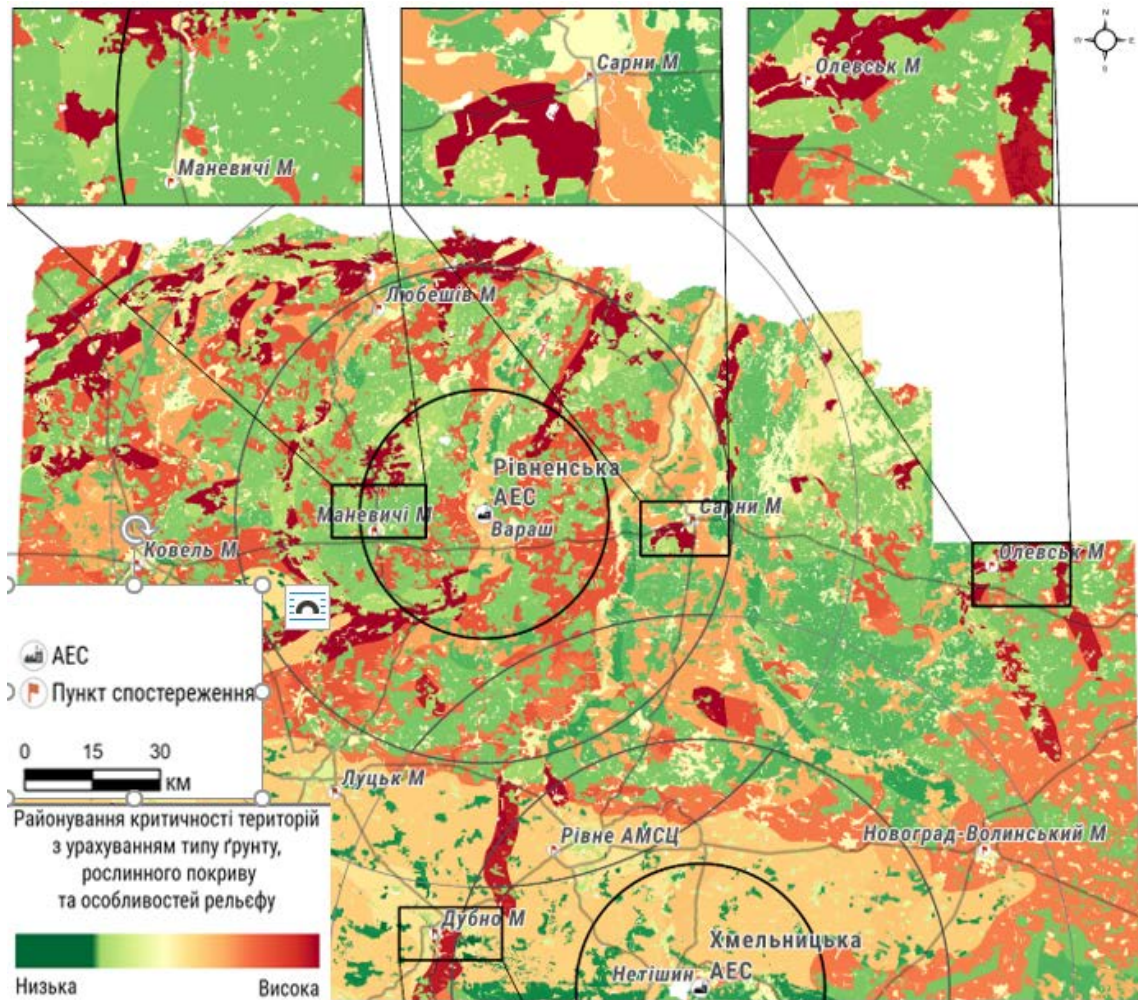
Спостереження за характеристиками фонового забруднення ґрунтів на радіометричній мережі спостережень Національної гідрометеорологічної служби (НГМС) ДСНС України розпочато після аварійного викиду Чорнобильської АЕС 1986 р. Спостереження виконуються у 28 пунктах, які входять переважно до територій зони відповідальності метеорологічних станцій фонового моніторингу або у межах 30-км зони діючих АЕС України. Відбір проб виконують переважно 1 раз на рік, а у деяких пунктах не регулярно, але принаймні 1 раз на 5 років. Проби відбиралися рамкою на глибину до 10 см, а у деяких випадках буром до глибин 30 см. У гомогенізованому матеріалі, після відокремлення рослинної складової і нетипових домішок ґрунту, вимірювалися зазвичай показники питомої активності  $^{137}\text{Cs}$  і  $^{90}\text{Sr}$  усереднено на глибину відбору. Вертикальний аналіз розподілу радіонуклідів у ґрунтах на мережі фокових спостережень не виконують. На етапі планування програм моніторингу вибір майданчиків для регулярного відбору проб ґрунтів визначали за показником сектора і відстані від АЕС, особливості ландшафту і тип ґрунту у пункті відбору не враховували по відношенню до регіонального представництва. Тому аналіз багаторічних даних спостережень не дає змоги визначити певні закономірності трансформації радіонуклідів чорнобильського походження на забруднених територіях. Вміст радіонуклідів природного походження в лабораторіях фокової мережі спостережень НГМС також не визначали. Аналіз результатів таких спостережень, які виконано в УкрГМІ в рамках оптимізації програм фокових спостережень свідчить, що такий підхід до планування і виконання програми фонового моніторингу радіоактивного забруднення ґрунтів є несистемним і неоптимальним, суттєво знижує інформаційну цінність таких спостережень, а тому потребує оптимізації.

Розроблено пропозиції щодо необхідності суттєвої зміни регламентів таких спостережень, які мають бути закладені на принципово іншій концепції багаторічних спостережень з урахуванням факторів, що впливають на багаторічну трансформацію радіонуклідів, таких як вертикальна міграція і перерозподіл у системі «ґрунт - рослина».

Багаторічні спостереження мають виконуватися на майданчиках із однорідним і типовим характером ґрунту, рельєфу/ландшафту місцевості, а також виконуватися протягом тривалого часу (30 - 50 років) для представництва багаторічних спостережень на закладених представницьких радіоекологічних полігонах. Принципи вибору і закладки таких майданчиків розглядаються.

Вибір таких майданчиків у межах розташування (або на прилеглих територіях) метеостанцій НГМС ДСНС України має враховувати особливості ґрунтового комплексу району спостережень і характеристики «радіоекологічної вразливості територій». У роботі використано розроблені в Інституті проблем безпеки АЕС НАН України методичні засади радіоекологічного районування території України (Б.С. Прістер та ін.), які дають змогу враховувати фактори трансформації радіонуклідів у ґрунтах різного типу та у різних ландшафтних і геохімічних умовах території, що дає можливість враховувати здатність радіонуклідів до міграції у ґрунтах у певних геохімічних умовах під впливом екологічних факторів, їх змиву із водними потоками і особливості переходу радіонуклідів із ґрунту у рослини. Інформативність такого комплексу багаторічних спостережень дає змогу оцінювати багаторічний вплив забруднених територій із різним рівнем радіоекологічної вразливості на забруднення продуктів харчування і дози опромінення населення, яке проживає на цих територіях.

У роботі для виявлення типового різноманіття показників радіоекологічної вразливості територій за інтегральним показником, що враховує тип ґрунту, ландшафту, а для локального рівня розташування конкретної метеостанції також типового землекористування, побудовано карти просторового розподілу показників радіоекологічної вразливості для 100-км зон усіх АЕС України. Приклад наведено на рисунку. Такий підхід дав змогу визначити місцезонашування всіх метеостанцій України по відношенню до представництва територій за показником радіоекологічної вразливості і запропонувати закласти полігони багаторічних спостережень за динамікою трансформації радіонуклідів у ґрунтах різного типу, які будуть включати вертикальний розподіл радіонуклідів і форми знаходження радіонуклідів з часом від моменту початкових випадіння.



Просторовий розподіл показників радіоекологічного районування у 100-км зоні навколо Рівненської АЕС із урахуванням типів ґрунту, рослинного покриву і рельєфу, як основних показників, що впливають на трансформацію радіонуклідів у складі радіоактивних випадів на поверхню території

На прикладі районування, який наведено на рисунку, зеленим і світлими кольоровими відтінками виділено зони із відносно низьким рівнем радіоекологічної вразливості (глинисті ґрунти, некритичне землекористування), а темно-червоним – ґрунти (переважно органічні, торфові тощо) і акумулятивні форми ландшафту, де з плином часу після радіоактивних випадів, міграційні процеси переходу радіонуклідів у рослинну продукцію і молоко можуть бути високими, а тому вони є найбільш вразливими. Полігони довготривалих спостережень запропоновано закласти саме на різних представницьких ділянках територій, які покривають принаймні три основні класи вразливості із низьким, середнім і високим рівнями. Для всіх 100-км зон навколо АЕС визначено райони і метеостанції, де мають бути запроваджені довготривалі спостереження за забрудненням ґрунтів із урахуванням радіоекологічного районування.

## ДЕКОНТАМІНАЦІЯ ЗАБРУДНЕНИХ ТРИТІЄМ ПОВЕРХОНЬ ПОЛІМЕРНИМИ КОМПОЗИТНИМИ ГІДРОГЕЛЯМИ

**О. В. Коваленко<sup>1</sup>, О. О. Кряжич<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

<sup>2</sup> *Інститут телекомунікацій і глобального інформаційного простору НАН України, Київ, Україна*

Останнім часом дослідники приділяють все більше уваги вивченню покриттів, які можна видаляти, з метою підвищення ефективності та екологічної безпеки процесу деконтамінації поверхонь, забруднених тритієм. Оптимізація процесу деконтамінації спрямована на розробку покриттів, які зменшують кількість твердих відходів та забезпечують безпеку персоналу.

Покриття, які можна знімати, вже деякий час використовуються для деконтамінації радіоактивного забруднення через їхню високу ефективність та можливість видалення, гнучкість та сумісність з різними поверхнями [1]. Зазвичай вони складаються із в'язких сумішей, які можна розпорошувати або наносити пензлем на забруднену поверхню [2]. Найвні на ринку комерційні препарати, такі як DeconGel® 1108, ALARA™ 1146, TLC Free, Isotron Radblock та InstaCote CC Wet/CC Strip [3] можуть забезпечувати високу ефективність деконтамінації та утворювати менше відходів. Однак, вони містять розчинники або інші токсичні леткі компоненти, що вимагає додаткових запобіжних заходів для персоналу.

Водорозчинні плівки становлять новий напрямок досліджень через низький рівень токсичних викидів та високу ефективність у використанні сировини. Хоча вони не є дуже ефективними у деконтамінації, вони можуть підвищити ефективність інших реагентів через гетерогенні реакції ізотопного обміну, дифузію та адсорбцію тритію, чому сприяє тривалий контакт за рахунок прилипання до поверхні.

У цьому дослідженні розроблено метод отримання композитних полімерних гідрогелів на основі акрилової кислоти та каоліну для деконтамінації поверхонь, забруднених тритієм. Після висихання, отримані гідрогелі утворюють на поверхні самокрихке або безперервне покриття, що фіксує тритієве забруднення. У дослідженні [4] було виявлено, що взаємодія дисоційованих молекул оксиду тритію (НТО) з каоліновими глинами призводить до активізації обмінного процесу між структурними ОН-групами матриці каоліну та ОТ-групами розчину НТО протягом перших 30 - 40 діб, після чого процес уповільнюється.

Для ефективної деконтамінації тритієвих забруднень майбутні покриття повинні мати деякі важливі характеристики: довготривалий час затвердіння, захист від корозії, екологічну безпеку, швидке та повне відшарування, а також можливість пристосовуватися до різних геометричних форм.

Для синтезу знімних полімерних гелів на основі акрилової кислоти використовувалися такі реагенти: акрилова кислота (АА), бутилпропіонат (ВА), метилметакрилат (ММА), персульфат калію (АPS), додецилсульфонат натрію (SDS), додецилфенол етоксилат (OP-10), каолін (К).

Для створення покриття використовувалися реакційноздатні мономери метилметакрилат і бутилакрилат методом попереднього емульгування. Метилметакрилат забезпечує твердість і адгезію до поверхні, покращуючи механічні характеристики плівки, тоді як бутилакрилат регулює гнучкість плівки, забезпечуючи оптимальну м'якість і твердість для покращення її здатності до відшарування після затвердіння.

Додавання невеликої кількості каоліну до поліакриламід (РАМ) помітно зменшує ступінь набухання гелю  $\alpha$ . Проте при подальшому збільшенні кількості каоліну спостерігається зростання ступеня набухання, як показано на рис. 1.

Гідрогелі зі співвідношенням компонентів К/ВА/ММА/АА (1:1,1:0,8:0,1) демонстрували найбільший час до затвердіння та виявилися оптимальними (рис. 2), оскільки утворювали однорідні плівки на поверхнях.

Ефективність деконтамінації тритієвих забруднень було оцінено через покриття композитним полімерним гідрогелем поверхонь різних матеріалів; таких, як глянцево скло, матова нержавіюча сталь, сталь з олійним фарбуванням та плитка ПВХ. Оскільки полімерні гідрогелі не розчиняються в жодній сцинтиляційній рідині, залишкове поверхневе забруднення RSC визначали за допомогою методу мазка на рідинному радіометрі РЖС-05.

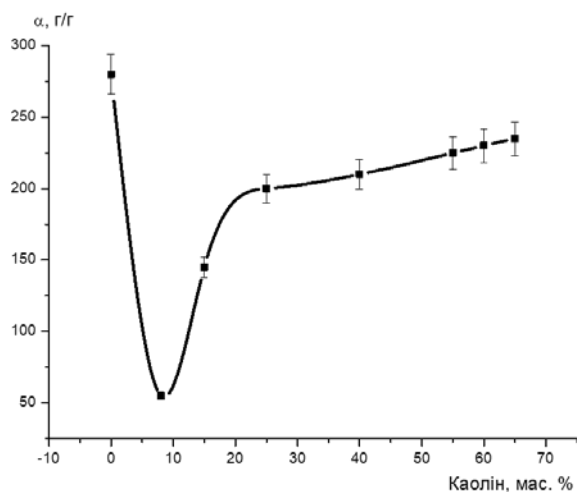


Рис. 1. Залежність ступеня рівноважного набування РАМ від вмісту каоліну в складі.

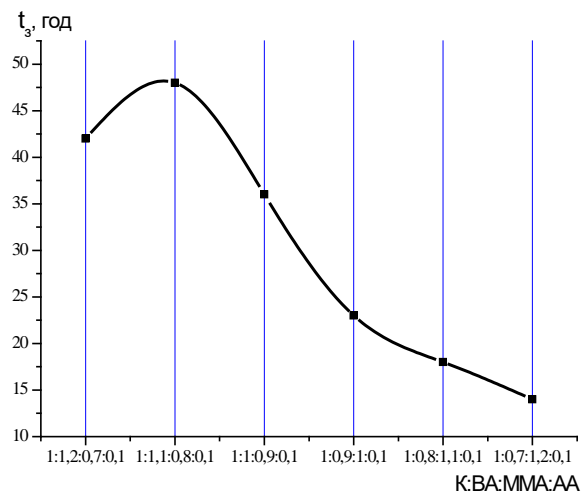


Рис. 2. Час затвердіння композитного полімерного гідрогелю для різних співвідношень каоліну і мономерів.

Дослідження показали, що за винятком поверхні, що була покрита олійною фарбою (яка була особливо старою), ефективність деконтамінації коливалася від 57 до 75 %, тоді, як для всіх інших досліджуваних поверхонь було досягнуто ефективність деконтамінації в діапазоні від 77 до 94 %.

1. D. Chiper et al. Revista de Chimie 71(3) (2020) 270.
2. H.N. Gray et al. Industrial & Engineering Chemistry Research 40(16) (2001) 3540.
3. H. Zhang et al. Polymers 14(5) (2022) 1008.
4. О.В. Коваленко та ін. Ядерна фізика та енергетика 21(2) (2020) 195.

# ОЦІНКА РАДІАЦІЙНОГО РИЗИКУ ОПРОМІНЕННЯ БІОТИ НАЗЕМНИХ ТА ВОДНИХ ЕКОСИТЕМ У РАЙОНІ ВПЛИВУ МАЙДАНЧИКА СПАДЩИНИ УРАНОВОГО ВИРОБНИЦТВА «ПРИДНІПРОВСЬКИЙ ХІМІЧНИЙ ЗАВОД»

**Т. В. Лаврова, К. О. Кориченський, Л. С. Пірнач**

*Український гідрометеорологічний інститут ДСНС України та НАН України, Київ, Україна*

У роботі розглядаються результати скринінгових оцінок радіаційного ризику опромінення біоти антропогенно-змінених природних і штучних наземних і водних екосистем на території майданчика спадщини колишнього уранового виробництва ВО «Придніпровський хімічний завод» («ПХЗ»), де у хвостосховищах накопичено мільйони тон радіоактивних залишків переробки уранових руд та у зонах його впливу. Наведено результати дослідження накопичення радіонуклідів у найбільш значущих елементах екосистем даної території, що можуть використовуватися населенням, дерев'янистої рослинності наземних екосистем, деяких рослин і риби водойм, які є забрудненими під впливом радіонуклідів, що надходять з підземними водами і поверхневим стоком з території майданчика «ПХЗ», з метою оцінки їхньої радіаційної безпеки.

Вихідними даними для оцінювання радіаційних ризиків впливу уранових виробництв стали усереднені дані систематичних моніторингових спостережень просторового радіоактивного забруднення ґрунтів на ділянках хвостосховищ, забруднення атмосферного повітря, підземних і поверхневих вод, донних відкладів, отримані на етапі розробки стратегії з приведення забрудненої території у екологічно безпечний стан (2005 - 2021 рр.).

Для оцінки впливу наземних екосистем обрано території хвостосховищ, розташовані у межах промислового майданчика підприємства із різним рослинним покриттям, різними рівнями забруднення верхнього шару ґрунту радіонуклідами сімейства  $^{238}\text{U}$ , які від 50 до 1000 разів перевищують типові фонові рівні вмісту радіонуклідів уранового ряду для даного району.

Дослідження водних екосистем виконано для різних ділянок акваторії р. Коноплянка, куди надходять стоки із уранових хвостосховищ, які розміщено на майданчику «ПХЗ». У воді р. Коноплянка активність ізотопів  $^{238+234}\text{U}$  відмічається у межах 0,4 - 0,8 Бк·дм<sup>-3</sup>, що 15 - 20 разів перевищує фонові рівні у р. Дніпро (Дніпровське водосховище). У найближчому до майданчика «ПХЗ» затоні р. Дніпро (с. Таромське, що розташоване 10 км нижче за течією гирла штучного русла р. Коноплянка), вміст урану у воді в середньому до 2 разів перевищує фонові рівні. У Дніпровському водосховищі на відстані близько 60 км нижче за течією (с. Микільське), вміст урану у воді спостерігали на рівні активності природного фону (0,010 - 0,012 Бк·дм<sup>-3</sup>).

Для оцінки доз опромінення і коефіцієнтів радіаційного ризику із розрахунками ймовірного накопичення радіонуклідів уранового ряду, оцінки доз зовнішнього і внутрішнього опромінення, включно з короткоіснуючими дочірніми радіонуклідами  $^{226}\text{Ra}$  для різних груп референтних рослин і тварин використано оновлену версію моделюючої системи «ERICA» (Environmental Risk from Ionising Contaminants) [1]. У якості консервативного екологічно безпечного рівня опромінення застосовувалися референтні рівні (РР) потужності поглиненої дози опромінення: 40 мкГр/год для наземних екосистем з популяцією сосни звичайної, хребетних тварин і 400 мкГр/год для водних екосистем, груп водних живих організмів, безхребетних тварин і рослин (міжнародний критерій впливу на репродуктивну спроможність організмів [2]).

Розрахунки показали, що дози опромінення (ДО) для референтних груп біоти наземних екосистем, а саме: для рослинних угруповань (трави; лишайники і мохоподібні; кущі; дерева); безхребетних тварин (кільчасті черви; детритоїдні членистоногі; черевоногі молюски; крилаті комахи), а також таких хребетних тварин, як рептилії, птаці, ссавці маленьких розмірів у сучасних умовах забруднення майданчика є безпечними, а також не будуть перевищувати рівні безпеки опромінення навіть за умов десятиразового перевищення сучасного рівня активності радіонуклідів уранового ряду в ґрунтах майданчика на більшій частині його території.

Установлено, що у гіпотетичних умовах проживання тварин на окремих локальних ділянках території із високим вмістом залишків уранового виробництва у ґрунтах, де вміст  $^{226}\text{Ra}$  може перевищувати фонові рівні забруднення майданчика у 15 і більше разів є потенційна загроза високих ризиків опромінення для групи – рептилій. Коефіцієнт ризику (КР = ДО організму/РР) може перевищувати в 1,4 раза референтний рівень.

Серед рослинних угруповань наземних екосистем найбільші ризики оцінено для груп лишайників і мохоподібних, коефіцієнт ризику для яких буде в 1,6 - 4,8 раза перевищувати референтний рівень за

умов 50-разового перевищення фонового рівня  $^{226}\text{Ra}$  у ґрунті. Дерев'яниста рослинність має найнижчий коефіцієнт ризику (0,03 - 0,08) у сучасних умовах забруднення майданчика залишками уранового виробництва. Оцінки рівня накопичення ізотопів  $^{238}\text{U}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{210}\text{Pb}$  у дерев'янистій рослинності виявили їхній незначний рівень. Коефіцієнти накопичення (КН) (на масу сухої речовини) для  $^{238}\text{U}$  ( $10^{-4}$  -  $10^{-2}$ ), для  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{210}\text{Pb}$  ( $10^{-4}$  -  $10^{-1}$ ). Питома активність цих радіонуклідів у сирій деревині не перевищує рівень звільнення 1 кБк/кг, навіть на забруднених ділянках. Проте в разі спалювання деревини з найбільш забруднених ділянок території із високим вмістом  $^{226}\text{Ra}$  (>5 кБк/кг) у золі деревини активність  $^{226}\text{Ra}$  може перевищувати рівень звільнення, тому поводження із деревиною потребує радіаційного контролю.

Розрахунки загальної потужності поглинутої дози опромінення для водних організмів, а саме фітопланктону, зоопланктону, молюсків брюхоногих і двостулкових, ракоподібних, личинок комах, пелагічних риб, риб бентофагів і вищих водяних рослин, – показали, що на фоневій ділянці р. Дніпро не їхні рівні перевищують референтний рівень 400 мкГр/год для всіх обраних таксонометричних груп водних організмів (коефіцієнти ризиків КР – 0,004 - 0,25).

На ділянці зони впливу уранового майданчика на р. Коноплянка для умов забруднення на рівні сучасних (середні за період 2005 - 2017 рр.) потужність поглинутої дози опромінення також не перевищує референтний рівень (коефіцієнти ризиків КР – 0,01 - 0,60). Найбільш вразливими групами водної екосистеми виявилися: зоопланктон, личинки комах і моллюски, поглинуті дози опромінення яких можуть наблизитися до референтних (КР 0,57-я0,60), а за умов сценарію із максимальними рівнями забруднення вод, що мали місце за період спостережень, можуть бути перевищені (КР 1,2 - 1,3).

За результатами оцінки стрес-тестування за гіпотетичними сценаріями парціального зростання активності  $^{238}\text{U}$  у воді (у 5 разів) або  $^{226}\text{Ra}$  (у 2 рази) встановлено, що за умов можливого підвищення рівнів забруднення р. Коноплянка після того, як підземні води із високим вмістом  $^{238}\text{U}$  і  $^{226}\text{Ra}$  можуть досягти зони розвантаження у річку, радіоекологічні ризики для водних організмів можуть суттєво зрости і досягати референтних рівнів.

Враховуючи надходження риби до харчового раціону населення було зроблено оцінки накопичення ізотопів урану, активність яких у воді в 10 - 20 разів вища за інші радіонукліди, у рибі р. Коноплянка на прикладі карася сріблястого (*Carassius gibelio* (Bloch, 1972)), як найбільш поширеного виду для цієї водної екосистеми. Результати оцінок показали, що ізотопи урану найбільше концентруються в лусці (0,2 - 3,0 Бк/кг сирої маси), кістках (0,09 - 1,3 Бк/кг) і менше всього у м'язах (0,03 - 0,50 Бк/кг). КН урану (на масу сирої речовини) визначено для луски в межах 6 - 10, у кістках 2 - 5, а у м'язах на рівні 1 - 2. У м'язах риби з р. Коноплянка накопичення урану до 10 разів вище (20 мкгU/кг сирої маси), ніж на фоневих ділянках дослідження в Дніпровському водосховищі (1 мкгU/кг). Проте за гіпотетичним сценарієм споживання риби із р. Коноплянка, показано, що за умов добового споживання риби у кількості до 1,0 кг на добу (консервативні оцінки) ризики опромінення є нижче рекомендованих рівнів ВООЗ (0,6 мкгU/кг добового споживання).

Виконаний аналіз оцінок радіоекологічних впливів майданчика уранового виробництва на екосистеми дав змогу зробити висновки, що в умовах сучасного стану забруднення наземних екосистем на території хвостосховищ (із незначною площею ділянок із високим рівнем забруднення) у межах промислового майданчика, а також водної екосистеми р. Коноплянка в зоні його впливу (навіть в умовах суттєвого гіпотетичного збільшення надходження радіонуклідів уранового ряду в річку) не слід очікувати значущого погіршення стану екосистеми, для яких негативні впливи нерадіологічних факторів, можуть бути навіть більш значущими [3].

У майбутньому програми комплексного об'єктового радіоекологічного моніторингу доцільно розширити.

1. J.E. Brown et al. J. Environ Radioact. 153 (2016) 141.
2. ICRP. Publication 108: *Environmental Protection: the Concept and Use of Reference Animals and Plants*. Ann. ICRP 38 (4-6).
3. B. Zanoz et al. J. Nucl. Phys. At. Energy 23(4) (2022) 271.



# ДОСЛІДЖЕННЯ МЕТАБОЛІЗМУ $^{90}\text{Sr}$ І $^{137}\text{Cs}$ В ОРГАНІЗМІ НОРИЦІ РУДОЇ З ПРИРОДНИХ ПОПУЛЯЦІЙ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ У ВІДДАЛЕНІЙ ПІСЛЯАВАРІЙНИЙ ПЕРІОД

**В. І. Ніколаєв, В. А. Шитюк, О. О. Бурдо, Є. В. Тукаленко, А. І. Липська**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Дослідження процесів розподілу радіонуклідів по органах і тканинах та виведення їх з організму є важливою складовою дозиметричного супроводу радіобіологічних досліджень, а також є базовим для визначення доз внутрішнього опромінення та інтерпретації формування біологічних наслідків. Основними складовими, що визначають дози внутрішнього опромінення тварин є: активність радіонуклідів в організмі як хімічних елементів, енергія випромінювання, розподіл їх по органах і тканинах, швидкість виведення, енергія випромінювання певного радіонукліда. У тварин з природних популяцій, що мешкають на забруднених радіонуклідами територіях, рівні накопичення радіонуклідів та виведення обумовлені змінною величиною щодобової активності, особливо це стосується територій із плямистим розподілом радіонуклідних випадів, індивідуальними фізіологічними особливостями тварин.

У науковій літературі є дані, щодо змін складу раціону нориці рудої, яка постійно мешкає на забруднених радіонуклідами територіях. Виявлено, що дрібні гризуни за хронічної дії радіації можуть змінювати екологічну нішу та переходити на вищий трофічний рівень споживання. У роботах показано зміну співвідношення стабільних ізотопів  $\delta^{15}\text{N}$  і  $\delta^{13}\text{C}$  у хутрі рудої нориці. Підвищений вміст  $\delta^{15}\text{N}$ , імовірно, пояснюється збільшенням споживання їжі, збагаченої азотом, такої як безхребетні, гриби або насіння [1]. Результати досліджень [2] свідчать про значні зміни метаболізму та мікробіому кишечника у рудих нориць за впливу техногенних радіонуклідів навколишнього середовища. Зазначені процеси, що відбулися протягом післяаварійних років, могли призвести до зміни в організмі тварин параметрів виведення радіонуклідів з організму.

Метою дослідження було визначити параметри процесів виведення радіонуклідів  $^{90}\text{Sr}$  і  $^{137}\text{Cs}$  у нориці рудої у віддалений період після аварії.

У роботі використовували  $\gamma$ - та  $\beta$ -спектрометричні методи: вимірювання  $\gamma$ -спектрів проводили на спектрометрі фірми CANBERRA з детектором із надчистого германію, а визначення активності  $^{90}\text{Sr}$  проводили на  $\beta$ -спектрометрі «СЕБ-50» з пластиковим сцинтиляційним детектором.

Об'єкт дослідження – нориця руда, добре вивчений з біологічної точки зору як референтний вид дрібних гризунів, що широко використовується в радіоекологічних дослідженнях.

Процеси виведення радіонуклідів  $^{90}\text{Sr}$  і  $^{137}\text{Cs}$  у нориць із чорнобильської зони відчуження досліджували протягом 140 діб. Після вилову тварини утримувались у віварії ІЯД НАН України на стандартному «чистому» комбікормі “Zeigler” для дрібних домашніх гризунів. Визначення вмісту радіонуклідів у тілі рудих нориць проводили в перші 3 доби кожні 12 год, а потім протягом 20 діб щодня, і в подальшому – один раз на 3 доби.

Результати регулярних вимірювань вмісту радіонуклідів показали, що з перших днів експерименту загальна активність  $^{90}\text{Sr}$  і  $^{137}\text{Cs}$  у тілі рудих нориць швидко зменшувалася. Оскільки метаболізм радіонуклідів залежить від фізіологічного стану тварин, проводився контроль зміни маси тіла тварин.

Установлено, що виведення  $^{137}\text{Cs}$  з організму тварин гарно описується двокомпонентною експонентною залежністю, визначено середні значення періодів напіввиведення  $T_1 = (1,94 \pm 0,31)$  доби,  $T_2 = (61,1 \pm 17,0)$  діб. Щодо виведення  $^{90}\text{Sr}$  з організму, то ми не змогли описати за допомогою експоненціальної моделі із сумою двох експонент, тому обмежились однією. Періоди виведення у різних тварин змінювалися в широких межах 41 - 131 доби. Це, ймовірно, обумовлено складними динамічними процесами депонування та рециркуляції  $^{90}\text{Sr}$  в організмі. Наші дані стосовно періодів напіввиведення  $^{90}\text{Sr}$  і  $^{137}\text{Cs}$  у нориць знаходяться в межах значень, отриманих дослідниками (Ю. А. Маклюк та ін., 2007) у попередні роки. Отже, перехід рудих нориць на інші елементи раціону на даному етапі спостережень не призвів до суттєвих змін у параметрах метаболізму.

Слід зазначити, що параметри виведення радіонуклідів є лише окремими характеристиками загального метаболізму тварин. Ймовірно, високі темпи виведення передбачають і настільки ж швидке накопичення радіонуклідів. Таким чином, у природних умовах рівні вмісту радіонуклідів у організмі мишоподібних можуть неодноразово та істотно змінюватися протягом життя, залежно від характеру їхнього живлення, що необхідно враховувати при оцінці доз внутрішнього опромінення.

1. I. Calandra et al. Ecology and Evolution 5(18) (2015) 4132.
2. A. Lavrinienko et al. ISME Journal 12 (2018) 2801.

## ФОРМИ ЗНАХОДЖЕННЯ УРАНУ І РАДІОНУКЛІДІВ У ҐРУНТАХ БЛИЖНЬОЇ ЗОНИ НОВОГО БЕЗПЕЧНОГО КОНФАЙНМЕНТА ОБ'ЄКТА «УКРИТТЯ»

**О. О. Одінец**

*Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Чорнобиль, Україна*

Міграція, біологічна доступність, ступінь мобілізації радіонуклідів у ґрунтах і донних відкладеннях залежить від форм їхнього знаходження і ступеня асоціації з поглинаючим ґрунтовим комплексом [1]. Форми знаходження радіонуклідів на різних слідах радіоактивних випадін у 30-км зоні відчуження Чорнобильської АЕС і донних відкладеннях водойми охолоджувача ЧАЕС визначено в роботах [2 - 4]. Особливо важливими є відомості про ступінь вилуговування урану і радіонуклідів з ґрунтів, які безпосередньо знаходяться у ближній зоні нового безпечного конфайнмента об'єкта «Укриття» (НБК-ОУ) і можуть бути джерелом надходження урану і радіонуклідів у ґрунтові та поверхневі води.

У доповіді представлено дані по визначенню форм знаходження та ступеня вилуговуванню урану і радіонуклідів з ґрунту, відібраному у 2008 р. при будівництві північної стрічки фундаменту НБК-ОУ. Відібрані зразки є піщаним ґрунтом з невеликою кількістю органічної речовини, втрати при прожарюванні становили 1 - 3 %. Питома активність радіонуклідів у дослідженому зразку ґрунту наведено в табл. 1 (середнє для 11 наважок).

*Таблиця 1. Вміст радіонуклідів у ґрунті, Бк/г*

	<sup>137</sup> Cs	<sup>90</sup> Sr	<sup>239+240</sup> Pu	<sup>241</sup> Am	<sup>234</sup> U	<sup>238</sup> U
Середнє	1220 ± 360	596 ± 175	14,3 ± 4,6	30,1 ± 10,4	0,0451 ± 0,0132	0,0211 ± 0,0051
Мінімум	936	416	9,39	19,4	0,033	0,016
Максимум	2010	947	23,5	50,8	0,073	0,032

Методом послідовних екстракцій визначено кількість водорозчинних, обмінних, карбонатних і кислоторозчинних форм урану, продуктів поділу (<sup>90</sup>Sr, <sup>137</sup>Cs, <sup>154</sup>Eu) і трансуранових елементів (<sup>238</sup>Pu, <sup>239+240</sup>Pu, <sup>241</sup>Am) у ґрунті. Схему проведення послідовних екстракцій наведено в табл. 2.

*Таблиця 2. Реагенти та умови послідовних екстракцій радіонуклідів з ґрунтів*

№	Реагент	Умови	Можлива форма існування
I	дистильована вода (H <sub>2</sub> O)	24 год при 20 °С	Водорозчинні
II	1 М CH <sub>3</sub> COONH <sub>4</sub> (NH <sub>4</sub> Ac); рН 7	24 год при 20 °С	Обмінні
III	1 М CH <sub>3</sub> COONH <sub>4</sub> (NH <sub>4</sub> Ac); рН 4,8	24 год при 20 °С	Карбонатні і специфічно сорбовані
IV	1 М HCl	24 год при 20 °С	Рухливі (розчинні у розведених кислотах)
V	0,2 М (NH <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> C <sub>2</sub> O <sub>4</sub> + 0,1 М H <sub>2</sub> C <sub>2</sub> O <sub>4</sub> (розчин Тама); рН 3,2	2 год при 20 °С	Пов'язані з аморфними оксидами та гідроксидами Fe і Al
VI	8 М HNO <sub>3</sub>	24 год 20 °С	Важко розчинні та асоційовані з паливними частинками (ПЧ) (U <sub>x</sub> O <sub>y</sub> )
VII	Залишок після п. 6 прожарений при 550 °С з наступною обробкою суміші кислот 8 М HNO <sub>3</sub> + 10 М HCl	2 год при 95 °С	Пов'язані з органічними компонентами ґрунтів та ПЧ (UO <sub>2</sub> )
VIII	8 М HNO <sub>3</sub> + 4 М HF	2 год при 95 °С	Міцно фіксовані на мінеральній матриці ґрунтів та ПЧ (U <sub>x</sub> Zr <sub>y</sub> O <sub>z</sub> )

Форми знаходження радіонуклідів у ґрунті ближньої зони НБК-ОУ наведено на рис. 1, а ізотопів урану – на рис. 2. Частка обмінних форм урану, <sup>90</sup>Sr і <sup>137</sup>Cs які вважаються найбільш рухливими становить порядку 5 %. Значна кількість <sup>90</sup>Sr знаходиться у вигляді карбонатних сполучень розчинних у слабо кислому середовищі (1 моль/л HCl). Радіонукліди <sup>238,239,240</sup>Pu у ґрунтах ближньої зони НБК-ОУ знаходяться в кислоторозчинних формах 30 %, а також пов'язані з аморфними оксидами заліза та алюмінію 25 %. Більше 35 % <sup>241</sup>Am також знаходиться в кислоторозчинних формах. Найбільша кількість <sup>238</sup>U 36 % асоційована з полуторними оксидами заліза та алюмінію.

Визначення ступеня вилуговування радіонуклідів зі зразків ґрунту проводили лужними розчинами NaOH з концентрацією від 0,001 до 0,1 моль/л і розчинами NaHCO<sub>3</sub> та Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> з концентрацією по іонам HCO<sub>3</sub><sup>-</sup> і CO<sub>3</sub><sup>2-</sup> до 1000 мг/л.

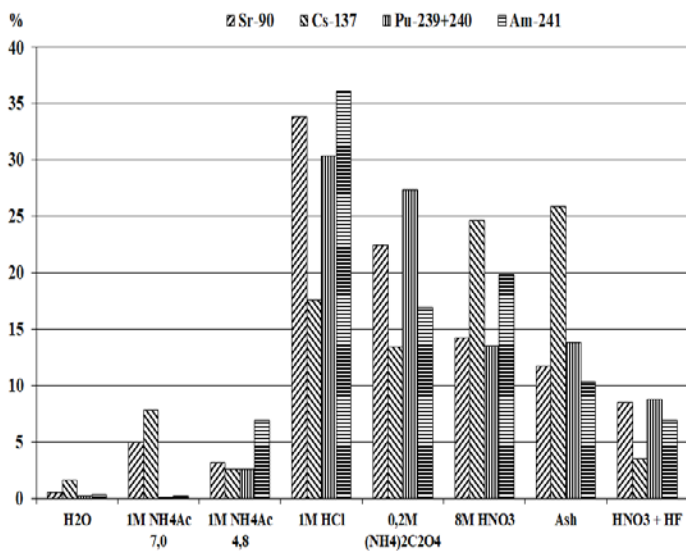


Рис. 1. Ступінь екстрагування  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{239+240}\text{Pu}$  і  $^{241}\text{Am}$  з ґрунту ближньої зони НБК-ОУ.

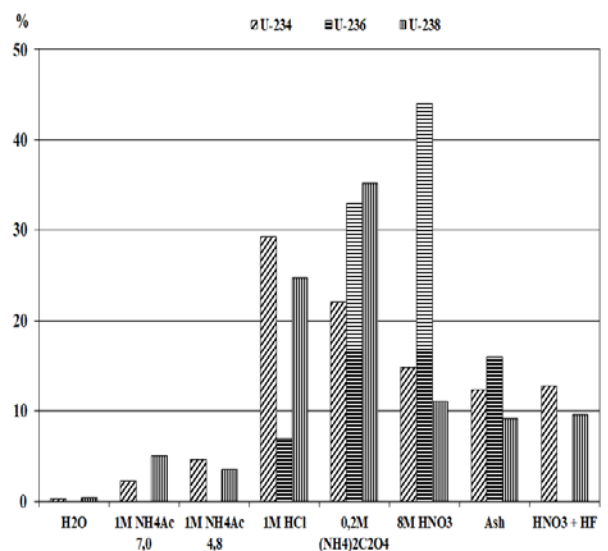


Рис. 2. Ступінь екстрагування  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$  і  $^{238}\text{U}$  з ґрунту ближньої зони НБК-ОУ.

Вилуговуючи розчини, мали лужність зі значенням рН від 8 до 12,7 та іонною силою 1 - 100 ммоль/л. Лужні розчини NaOH з концентрацією від 0,001 до 0,1 моль/л вилуговують з ґрунту до 1 % радіонуклідів  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{239+240}\text{Pu}$  і  $^{241}\text{Am}$  та 1 - 2 %  $^{238}\text{U}$  (рис. 3). Спостерігається прямо пропорційна залежність ступеня вилуговування радіонуклідів від лужності розчину рН (рис. 4) і іонної сили розчину.

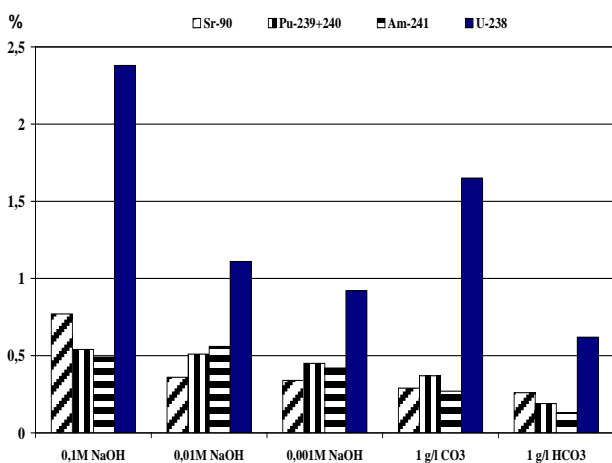


Рис. 3. Ступінь вилуговування радіонуклідів з ґрунту.

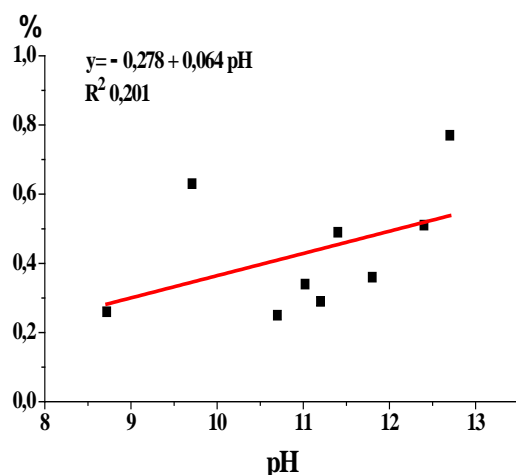


Рис. 4 Залежність ступеня вилуговування від рН розчину.

Визначення форм знаходження і ступеня вилуговування радіонуклідів з ґрунту, відібраного в ближній зоні НБК-ОУ, показує що за певних умов у лужному середовищі можливо зростання мобільності радіонуклідів  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{239+240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  і урану. Мобілізація радіонуклідів, зосереджених в активному шарі ґрунту ближньої зони НБК-ОУ, що утворився під час активної стадії аварії на 4-му блоці ЧАЕС, у цілому незначна, але може впливати на рівень забруднення ґрунтових вод у ближній зоні НБК-ОУ.

1. В. Salbu et al. J. Environmental Radioactivity 74 (2004) 233
2. Т. Matsunaga, S. Nagao. Humic Substances Research 5/6 (2009) 19
3. А.А. Odintsov et al. Radiochemistry 46 (2004) 95
4. В.П. Процак, О.О. Одинцов. Ядерна фізика та енергетика 15 (2014) 259.

# ДИНАМІКА ПОКАЗНИКІВ ЗАБРУДНЕННЯ $\beta$ -РАДІОНУКЛІДАМИ В САНІТАРНО-ЗАХИСНІЙ ЗОНІ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ВВР-М ІНСТИТУТУ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ НАН УКРАЇНИ

**І. О. Павленко, О. В. Святун, О. В. Сваричевська**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Протягом цього періоду експлуатації дослідницького ядерного реактора (ДЯР) ВВР-М нами досліджено регламентні показники системи радіаційного моніторингу навколишнього природного середовища в санітарно-захисній зоні (СЗЗ) та зоні спостереження (ЗС) ДЯР Інституту ядерних досліджень (ІЯД) НАН України, а саме рівні загальної та  $\alpha$ - і  $\beta$ -активності та вміст основних радіонуклідів техногенного походження в атмосферних опадах і осідаючому пилу, воді з основних колекторів ІЯД НАН України, талій воді снігового покриву, березовому соку, ґрунті і рослинності [1, 2]. Також проводяться вимірювання вмісту  $\beta$ -аерозолів у приземному шарі атмосферного повітря та потужності еквівалентної дози  $\gamma$ -випромінювання у контрольних точках.

У даній роботі наведено результати вимірювання вмісту  $\beta$ -аерозолів у осідаючому пилу та атмосферних опадах і концентрації  $\beta$ -активних аерозолів у повітрі протягом останніх десяти років (2014 - 2023 рр.).

У СЗЗ розміщені шість стаціонарних точок радіаційного контролю (Пн-1, С-1, ПдС-1, Пд-1, З-1 та ПнЗ-1).

Визначення рівнів радіоактивного забруднення повітря проводиться седиментаційним та аспіраційним методами [3]. Підготовка зразків та радіометричне і спектрометричне вимірювання у них вмісту радіонуклідів проводяться в лабораторії Центру екологічних проблем атомної енергетики (ЦЕПАЕ) ІЯД НАН України.

Дослідження проводили у лабораторії ЦЕПАЕ, акредитованої в Національному агентстві з акредитації України відповідно до ISO/IEC 17025 і на підставі нового Положення з РК навколишнього природного середовища в СЗЗ та ЗС ДЯР ВВР-М ІЯД, узгодженого відповідно до п. 5.2 ДСП 6.177-2005-09-02 «Основні санітарні правила забезпечення радіаційної безпеки України» Головним управлінням Держпродспоживслужби в м. Києві 31.01.2022 р.

Апаратура, що використовується для вимірювань, атестована та проходить регулярні планові перевірки. При виконанні досліджень використовуються, в основному, загальноприйняті методики.

Похибка вимірювань не перевищує 20 - 35 %.

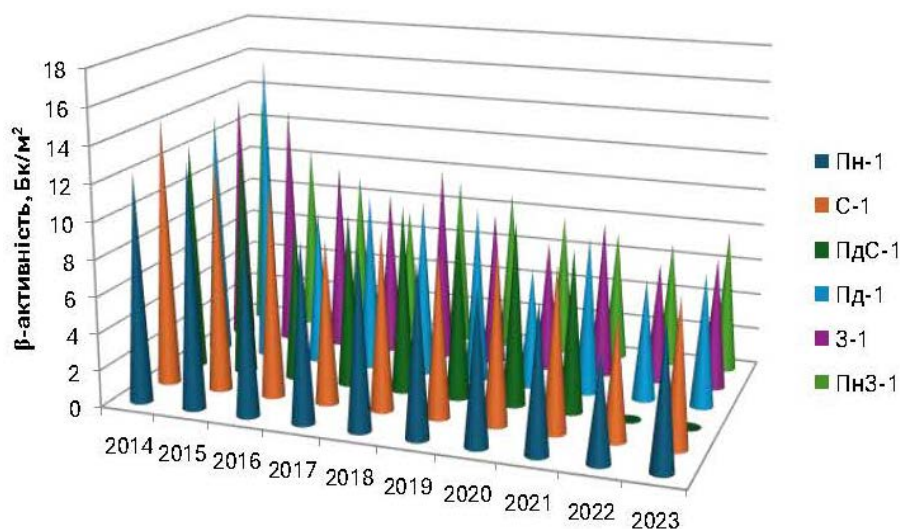


Рис. 1. Сумарна питома  $\beta$ -активність осідаючого пилу і атмосферних випадів.

Середньорічні значення щільності випадань  $\beta$ -активних у контрольних точках у СЗЗ в період з 2014 по 2023 рр. коливалися від 5,7 до 14,8 Бк/м<sup>2</sup>. Максимальні значення параметру спостерігалися в 2014-2015рр. Аналіз цих показників виявив деякі особливості їх динаміки, а саме у 2014 - 2015 рр. спостерігалася суттєве перевищення показників щільності випадів у стаціонарних точках у різні місяці. Найбільше зростання таких показників щільності було зафіксовано в усіх точках у 2014 -

2015 рр. Враховуючи, що в травні 2014 - 2015рр. ДЯР ВВР-М не працював, підвищення значень досліджуваного показника у ці періоди не пов'язане з впливом експлуатації реактора на приповерхневий шар атмосфери. Це може бути наслідком пожеж у Чорнобильській зоні. У 2015 р. була зафіксована наймасштабніша пожежа. Короткочасне підвищення величини досліджуваного показника може бути зумовлене продуктами горіння [4]. З 2016 до 2023 р. суттєвих коливань даного параметра не спостерігалось (6,6 - 9,7 Бк/м<sup>2</sup>), що відповідає похибці вимірювань (рис. 1).

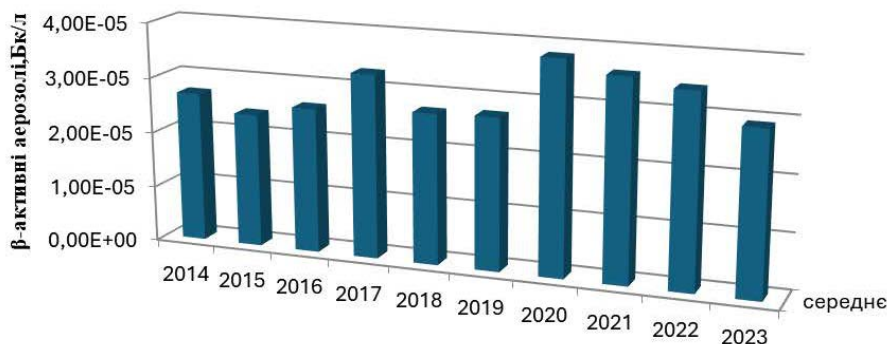


Рис. 2. Середньорічна концентрація β-активних аерозолів у повітрі.

Показники концентрації β-активних аерозолів у повітрі протягом останніх десяти років не демонстрували суттєвих коливань і варіювали від  $2,40 \cdot 10^5$  до  $3,60 \cdot 10^5$  Бк/л, що вкладається в допустиму похибку і свідчить про те, що за весь період спостережень не виявлено зростання вмісту радіоактивних речовин техногенного походження у контрольних об'єктах навколишнього природного середовища (рис. 2).

1. В.В. Тришин та ін. Ядерна фізика та енергетика 11 (2010) 165.
2. І.О. Павленко та ін. Ядерна безпека та довкілля 2(17) (2020) 102.
3. *Методические рекомендации по санитарному контролю за содержанием радиоактивных веществ в объектах внешней среды. Под ред. А.И. Марья, А.С. Зыковой* (Москва, 1980) 336 с.
4. І.О. Павленко та ін. Ядерна фізика та енергетика 21 (2020) 58.

## СТАН ПЕРИФЕРИЧНОЇ КРОВІ РИБ РІЗНИХ ЕКОЛОГІЧНИХ ГРУП У ВОДОЙМАХ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ У 2018 - 2023 РР.

Н. А. Поморцева, Д. І. Гудков, О. Є. Каглян

*Відділ водної радіоекології, Інститут гідробіології НАН України, Київ, Україна*

Упродовж 2018 - 2023 рр. аналізували якісні та кількісні зміни у лейкоцитарній та еритроцитарній ланках периферичної крові краснопірки звичайної *Scardinius erythrophthalmus* (L.), плітки звичайної *Rutilus rutilus* (L.), окуня *Perca fluviatilis* (L.) та карася сріблястого *Carassius gibelio* (Bloch) з найбільш забруднених водойм чорнобильської зони відчуження (ЧЗВ) – озер Глибоке, Азбучин, Далеке, Янівського затону, а також північно-західної (ПЗЧ) і північно-східної частин (ПСЧ) колишньої акваторії водойми-охолоджувача (ВО) Чорнобильської АЕС (ЧАЕС).

Вимірювання питомої активності  $^{137}\text{Cs}$  у воді, донних відкладах і рибі виконували на базі  $\gamma$ -спектрометричного комплексу Mirion Technologies – Canberra (Японія). Визначення вмісту  $^{90}\text{Sr}$  виконували радіохімічними методами із застосуванням оксалатної методики [1] з вимірюванням дочірнього продукту  $^{90}\text{Y}$  на установці малого фону УМФ-2000. Частину проб вимірювали без попередньої радіохімічної процедури з використанням спектрометра енергії бета-випромінювання СЕБ-01-70 (Україна). Похибка вимірювань становила 15 - 25 %. Розраховане стандартне відхилення повною мірою характеризувало варіації вибірки згідно [2].

Потужність поглиненої дози (ППД) іонізуючого випромінювання для риб визначали з використанням програмного забезпечення ERICA Assessment Tool 1.0 [3] на основі даних питомої активності  $^{90}\text{Sr}$  і  $^{137}\text{Cs}$  у воді, донних відкладах різних екологічних зон полігонних водойм, а також тканинах риб. Референтною водоймою було обрано оз. Підбірна з фоновим рівнем радіонуклідного забруднення. Середні величини ППД для краснопірки упродовж періоду досліджень становили 5,1 - 54,1, окуня – 7,8 - 46,4, плітки – 8,7 - 46,3, карася – 19,3 - 84,5 мкГр/год. Для риб референтної водойми ППД не перевищувала 0,05 і 0,07 мкГр/год. Найбільший внесок у ППД для досліджених видів риб належить зовнішньому опроміненню, переважно за рахунок  $^{137}\text{Cs}$ , що депонований у донних відкладах водойм. При цьому, для карася сріблястого, який веде придонний спосіб життя, зовнішня доза від  $^{137}\text{Cs}$  майже у 2 рази перевищувала як таку для краснопірки. Внутрішня доза опромінення, зумовлена  $^{90}\text{Sr}$ , у краснопірки з різних водойм була в межах 0,1 - 10,1, у карася сріблястого – 0,5 - 10,4, у окуня 1,0 - 9,5, а у плітки – 1,4 - 8,7 мкГр/год з найбільшими значеннями для всіх видів риб оз. Глибоке.

У всіх досліджених водоймах ЧЗВ встановлено збільшення абсолютної кількості лейкоцитів: у краснопірки – на 20,8 - 48,6 %, у окуня – на 1,9 - 13,6 %, у плітки – на 6,0 - 21,3 %, у карася сріблястого – на 8,2 - 35,8 % порівняно з контролем. Проте достовірні відмінності від контрольної вибірки встановлені у краснопірки і окуня з найбільш забрудненої водойми – оз. Глибоке і у карася з оз. Азбучин. Достовірних змін загальної кількості еритроцитів у периферичній крові риб з водойм ЧЗВ у дослідженому дозовому діапазоні не виявлено, а зареєстровані відмінності можна оцінювати лише на рівні певних тенденцій.

Аналіз показників лейкограм свідчить, що в усіх досліджених видів риб спостерігається тенденція до змін лейкоцитарної формули в бік зменшення відсотка агранулоцитів та відповідного збільшення кількості клітин гранулоцитарної фракції. Тобто, можна припустити, що зі збільшенням дози опромінення у риб спостерігається певна тенденція до зниження вмісту клітин, що відповідають за специфічний імунітет. Проте за кількісними параметрами, навпаки, відбувається підвищення вмісту як агранулоцитів (у карася до дози опромінення 53,1 мкГр/год), серед яких більшість становлять лімфоцити, так і гранулоцитів, що вказує на активацію процесів імунного захисту організму.

Вважається, що еритроцити є більш стійкими до радіаційного опромінення, ніж лейкоцити [4]. Однак в умовах хронічного іонізуючого випромінювання еритроцити стають більш вразливими, внаслідок чого може відбуватися пригнічення процесів еритропоезу. Крім того, значне накопичення  $^{90}\text{Sr}$  в кістках осового скелету риб може бути додатковим чинником постійного опромінення нирок, які є кровотворним органом, що заповнює простір між плавальним міхуром і хребтом. Внаслідок чого також можуть мати прояв певні відхилення та пригнічення еритропоезу [5, 6].

Якісний аналіз еритроцитів досліджуваних видів риб ЧЗВ виявив наявність у периферичній крові широкого спектра структурних порушень клітин, а також порушень, що виникають внаслідок патології мітозу. Загальна усереднена кількість порушень еритроцитів для риб ЧЗВ становила для окуня 12,2 %, краснопірки – 16,0 %, карася сріблястого – 19,2 % і плітки – 21,2 %, що відповідно у 9,4, 7,6, 12,0 і 17,7 рази вище за контрольні показники.

У краснопірки в діапазоні дозового навантаження 5,1 - 54,1 мкГр/год з досліджених водойм – Янівського затону, ПЗЧ ВО, озер Далеке та Глибоке, переважали еритроцити з вакуолізованою цитоплазмою, які утворюються внаслідок набрякання мітохондрій і деструкції мембран органел, –  $3,2 \pm 0,8$ ,  $4,1 \pm 1,1$ ,  $7,0 \pm 1,1$ ,  $13,2 \pm 1,5$  % відповідно. У риб контрольної вибірки цей тип порушень був відсутній. За збільшенням поглиненої дози від 5,1 мкГр/год відбувалося зростання кількості і типів морфологічних порушень. За максимальної для краснопірки ППД – 54,1 мкГр/год зареєстровано зростання клітин з порушенням мітозу, а саме двоядерних і з мікроядрами, загальна кількість яких становила  $1,3 \pm 0,1$  %.

У периферичній крові плітки і окуня за схожими дозовими навантаженнями у діапазоні 8,7 - 46,3 і 7,8 - 46,4 мкГр/год відповідно, переважали еритроцити з цитолізом, що виникають внаслідок як старіння клітини, так і при важких токсикозах, під дією гемолітичних отрут [7]. У плітки, починаючи з дозового навантаження 20,2 мкГр/год, реєстрували появу клітин з вакуолізованою цитоплазмою –  $0,4 \pm 0,05$  % і з хроматінолізом –  $3,5 \pm 0,5$  %. Також, зі зростанням ППД 8,7 - 45,9 мкГр/год спостерігали дозозалежний вихід мікроцитів у кров від  $0,7 \pm 0,05$  до  $2,8 \pm 0,50$  %. У контролі цей тип порушень був відсутній. Поява мікроцитів у крові може бути пов'язана з кисневою недостатністю або утворюватися за наявності різних забруднювачів у середовищі [7]. Крім мікроцитів, відмічали поступове зростання еритроцитів з пікнозом і цитолізом. Аналіз порушень, які пов'язані з патологією процесів поділу ядра, виявив зростання клітин з мікроядрами зі зростанням дозового навантаження у діапазоні 13,0 - 46,3 мкГр/год: у плітки – від  $1,2 \pm 0,1$  до  $1,8 \pm 0,02$  %; у окуня за ППД 7,8 - 46,4 мкГр/год – від  $0,4 \pm 0,01$  до  $2,3 \pm 0,05$  %, що може свідчити про зниження генетичної стабільності риб в умовах хронічного впливу іонізуючого випромінювання.

У крові карася, на відміну від інших видів риб, серед морфологічних порушень переважали еритроцити з хроматінолізом. У діапазоні 19,3 - 53,1 мкГр/год загальна кількість порушень в еритроцитах була майже на одному рівні – від  $16,2 \pm 1,1$  до  $17,0 \pm 1,5$  %. При підвищенні ППД до 84,5 мкГр/год кількість структурних порушень збільшилася до  $27,6 \pm 1,7$  % – в середньому в 1,7 раза. При цьому спостерігали збільшення еритроцитів з хроматінолізом – до  $8,1 \pm 1,1$  % і з деформацією ядра – до  $5,8 \pm 0,5$  %. Оцінка частоти клітин з порушеннями в результаті патології мітозу в периферичній крові карася у водоймах ЧЗВ виявила більшу різноманітність цих порушень порівняно з іншими видами риб. Було зареєстровано клітини з амітозом, двоядерні, з мікроядрами, а також з перегородкою в ядрі. Загальна кількість таких клітин становила 6,3 %.

Таким чином, дослідження реакції кровотворної системи краснопірки, плітки, окуня і карася сріблястого у водоймах ЧЗВ виявили, що імунна система досліджуваних видів риб реагує на тривале хронічне опромінення активацією компенсаторно-адаптаційних процесів, які виявляються у зміні кількості лейкоцитів, перерозподілом гранулоцитів у лейкограмі. Наряду з цим відзначено збільшення патологічних змін структури ядер та цитоплазми еритроцитів. Радіаційне навантаження, вплив якого перевищує допустимі можливості організму, спричиняє значне скорочення абсолютної кількості лейкоцитів і лімфоцитів, що призводить до погіршення стану імунітету організму і, як наслідок, підвищує ризик гельмінтезації риб, а також бактеріальних і вірусних захворювань.

1. А.Д. Белова (ред.). *Практикум по ветеринарній радіобіології* (Москва: Агропромиздат, 1988) 236 с.
2. П.Ф. Рокицкий. *Биологическая статистика* (Минск: Вышэйш. шк., 1973) 320 с.
3. [ERICA Assessment Tool 1.0. The integrated approach seeks to combine exposure/dose/effect assessment with risk characterisation and managerial considerations](#)
4. J.K. Gong, C.A. Glomski, A.K. Bruce. *Cell Blophys.* 5 (1983) 143.
5. Е.А. Пряхин и др. *Радиоэкология* 52 (2012) 6.
6. Е.Р. Cronkite et. al. *Effects of Low-Level Radiation upon the Haemopoietic Stem Cell. Biological Effects of Low-Level Radiation* (Vienna, 1983) 483 p.
7. Л.Д. Житенева, Т.Г. Полтавцева, О.А. Рубницкая. *Атлас нормальных и патологически измененных клеток крови рыб* (Ростов-на-Дону: Ростовское книжное издательство, 1989) 111 с.

## ПІДВИЩЕННЯ ПРОТИПОЖЕЖНОЇ БЕЗПЕКИ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ ЧЕРЕЗ ПОВТОРНЕ ЗАБОЛОЧУВАННЯ КОЛИШНІХ МЕЛІОРАТИВНИХ СИСТЕМ

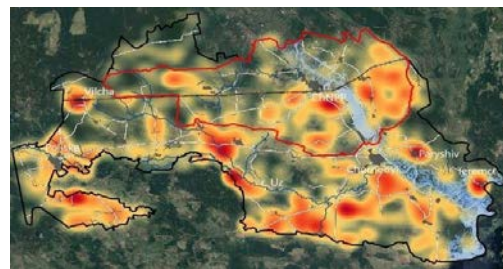
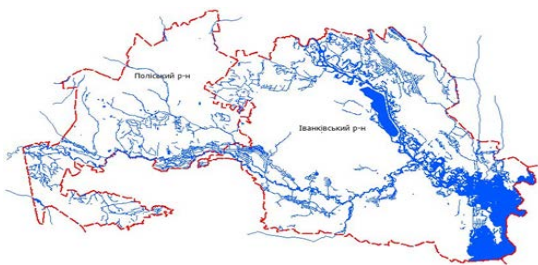
**В. П. Процак, Г. В. Лаптев, О. В. Войцехович, Ю. О. Чорноморець,  
Г. А. Деркач, Т. В. Гінчук, К. О. Кориченський**

*Український гідрометеорологічний інститут ДСНС України та НАН України, Київ, Україна*

Історично близько 20 % території зони відчуження (ЗВ) покриті ґрунтами болотного походження. У свій час на даних територіях було збудовано 27 меліоративних систем загальною площею 25 тис. га. До Чорнобильської катастрофи меліоровані землі в основному використовувалися для ведення сільськогосподарської та лісотехнічної діяльності. У перші роки після аварії частина гідроспоруд активно використовувалася для мінімізації водного виносу радіонуклідів з радіоактивно забруднених територій у Дніпровський каскад, утримуючи воду під час паводків та водопіль.

Оскільки з часом відбувався розпад, міграція та фіксація радіонуклідів у профілі ґрунтів, це призвело до суттєвого зменшення змиву радіонуклідів поверхневими водами. Зважаючи на це, та той факт, що більшість гідротехнічних споруд вже перевищили проектний термін експлуатації, витратити значні кошти на утримання всього дренажного потенціалу меліоративних систем і руслової ємності малих річок у ЗВ стає недоцільним. У той же час тенденції останніх років вказують на значне зростання масштабів природних пожеж на території ЗВ, що обумовлено в першу чергу регіональними змінами клімату. Так, згідно з розрахунками співробітників УкрГМІ, тільки впродовж квітневої пожежі 2020 р., площа пройдена вогнем становила близько 870 км<sup>2</sup>. При цьому в атмосферу було винесено: <sup>137</sup>Cs – 630 ГБк; <sup>90</sup>Sr – 13,5 ГБк; ізотопів плутонію – 59 МБк.

Якщо порівнювати карту гідрологічної мережі ЗВ та карту частоти виникнення пожеж, то можна помітити, що пожежі часто поширюються вздовж заплав та меліоративних каналів, особливо у весняний період (рисунок). Цьому сприяють значні запаси сухоостою у вигляді сухої дернини та очерету вздовж каналів, що є легкозаймистим матеріалом і пожежі на яких можуть швидко розповсюджуватися під поривами вітру на великі відстані.



Карти гідрологічної мережі та частоти виникнення пожеж на території ЧЗВ.

У той же час, світовий досвід свідчить, що відновлення боліт є одним із найефективніших способів не тільки для відновлення деградованих земель та біорізноманіття, а й для запобігання пожежам та зміні клімату.

У рамках даної роботи було проведено комплексний аналіз можливості відновлення водно-болотних угідь на території ЧЗВ з метою підвищення протипожежної безпеки та оцінки радіаційних наслідків даних дій. Для цього у водозборі р. Сахан, як тестова ділянка, була вибрана меліоративна система «Буряківська» (МС). Система має загальну площу близько 5,5 км<sup>2</sup>, та знаходиться на значному градієнті радіоактивного забруднення (до 500 кБк/м<sup>2</sup> по <sup>137</sup>Cs та до 50 кБк/м<sup>2</sup> по <sup>90</sup>Sr).

Успішність повторного заболювання значною мірою залежить від співвідношення прихідних (опадів) і витратних (сумарне випаровування) складових водного балансу, які власне і визначатимуть кількість води, яка може акумулюватися в межах певної території. Тому було складено та проаналізовано водний баланс для водозбору р. Сахан за періоди двох останніх десятиліть. Розрахунки показали, що р. Сахан знаходиться у зоні достатнього зволоження. Однак, якщо розглядати таке співвідношення для двох останніх десятиліть, можна відзначити тенденцію до зниження значення різниці між надходженням опадів і їх випаровуванням. Це відбувається в першу чергу за рахунок збільшення температури повітря. Зростання середніх температур зимового періоду призвело до певних змін у внутрішньорічному розподілі стоку, що проявляється у зменшенні сумарного стоку весняного сезону на 6 мм або на 13 % по відношенню до попереднього періоду. Таким чином, рівень зволоження басейну поступово знижується за рахунок зростання сумарного випаровування. Найбільш інтенсивно



цей процес відбувається у зимові місяці. Як наслідок, знижується стік весняного сезону та частково зростає стік літніх місяців. Індекс посушливості басейну р. Сахан зростає за рахунок зростання температури повітря. За 10 років індекс посушливості зріс на 0,07 (з 1,22 для 2001 - 2010 рр. до 1,29 для 2011 - 2020 рр.). По відношенню до загальної кількості опадів у басейні – 622 мм втрати вологи на випаровування становлять близько 485 мм, що свідчить про достатню кількість річних опадів для живлення боліт на даних територіях.

Серед основних радіаційних наслідків, що матимуть місце у разі повторного заболочування колишніх меліоративних систем у ЧЗВ розглядалися: зниження потенційних викидів радіоактивного аерозолу в атмосферу, обумовленого зниженням ризиків виникнення і поширення пожеж на перезволожених територіях та додаткове забруднення поверхневих і ґрунтових вод, спричинене вилуговуванням радіонуклідів з ґрунту при його перезволоженні. Для оцінки радіаційних ризиків, пов'язаних з пожежною небезпекою, що можуть бути відвернуті у разі повторного заболочування колишніх меліоративних систем, було проведено розрахунок сумарного викиду  $^{137}\text{Cs}$  і  $^{90}\text{Sr}$  в атмосферу від гіпотетичної пожежі на території МС «Буряківська». Для цього за даними лісовпорядкування та аналізу космічних знімків було створено карту типів рослинності та їхнього розподілу на території МС «Буряківська». На основі карти типів рослинності з урахуванням таксаційних характеристик насаджень та з використанням польових даних обстеження було створено карту запасів та розподілу основних елементів паливної біомаси. Розрахунок запасів радіонуклідів у паливній біомасі базувався на використанні карт радіонуклідного забруднення та коефіцієнтів переходу радіонуклідів з ґрунту в елементи рослинної біомаси. Коефіцієнт емісії радіонуклідів з паливної біомаси під час пожежі для  $^{137}\text{Cs}$  був вибраний на рівні 4 % від його запасу у біомасі, для  $^{90}\text{Sr}$  – на рівні 0,2 %. Розрахунки проводилися у програмному середовищі QGIS. Було отримано, що повторне заболочення МС «Буряківська» потенційно унеможливить у випадку пожежі викид в атмосферу до 50 ГБк  $^{137}\text{Cs}$  та до 2,8 ГБк  $^{90}\text{Sr}$ . Для порівняння, залежно від водності року, водний виніс радіонуклідів з ЧЗВ у Дніпровський каскад впродовж року становить 20 - 200 ГБк  $^{137}\text{Cs}$  і 100 - 1000 ГБк  $^{90}\text{Sr}$ . Серед негативних в радіаційному плані наслідків повторного заболочування МС може розглядатися додаткове зростання забруднення поверхневих вод зумовлене контактом забрудненого ґрунту з водою. Моделювання динаміки забруднення води виконувалося за двома параметричними моделями, НПО Тайфун і ПМС, використовуючи параметри масообміну які були отримані в попередніх експериментальних дослідженнях. Було отримано, що не дивлячись на значну щільність радіонуклідного забруднення території колишньої МС «Буряківська» у разі її повторного заболочування забруднення поверхневих вод по  $^{90}\text{Sr}$  становитиме близько 5 Бк/л. Це нижче контрольних рівнів НРБУ України (10 Бк/л) та відповідає порядку річних коливань забруднення води  $^{90}\text{Sr}$  у р. Сахан (0,5 - 8 Бк/л).

Підсумовуючи, можна констатувати, що враховуючи реалії сьогодення, повторне заболочування колишніх МС може розглядатися як дієвий контрзахід попередження поширення пожеж у ЧЗВ, сприятиме депонуванню вуглецю, зростанню біорізноманіття і не призведе до негативних радіаційних наслідків.

## ДОСЛІДЖЕННЯ МІКРОБІОЛОГІЧНОЇ ТА МІКОЛОГІЧНОЇ КОМПОНЕНТИ ҐРУНТУ РІЗНИХ СТАЦІОНАРІВ ТЕРИТОРІЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ ЧАЕС

**Т. І. Тугай<sup>1,2</sup>, А. В. Тугай<sup>1,2</sup>, В. О. Желтоножський<sup>3</sup>,  
Л. В. Садовніков<sup>3</sup>, Н. М. Сергійчук<sup>1</sup>, О. Б. Поліщук<sup>4</sup>**

<sup>1</sup> Відкритий міжнародний університет розвитку людини «Україна», Київ, Україна

<sup>2</sup> Інститут мікробіології і вірусології ім. Д. К. Заболотного НАН України, Київ, Україна

<sup>3</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

<sup>4</sup> Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, Україна

Мікробіом та мікобіом ґрунтової екосистеми відіграють ключову роль у ґрунтових процесах. Ґрунтові мікроорганізми відіграють фундаментальну роль у біогеохімічних циклах, в кругообігу азоту та вуглецю, а також через їхню роль у формуванні ґрунту та здоров'ї ґрунтових рослин і тварин.

Мікобіота становить понад 80 % мікробної біомаси ґрунту, та є осовим регулятором переміщення поживних речовин і хімічних елементів, а також радіонуклідів у ґрунті.

На постійних стаціонарах, що були закладені на території зони відчуження Інститутом мікробіології і вірусології ім. Д. К. Заболотного НАН України проводився тривалий моніторинг і аналіз біорізноманіття мікологічної компоненти ґрунту для дослідження віддаленої дії іонізуючого випромінювання впродовж трьох десятиріч. Оцінка змін мікробіологічної компоненти, а саме характер зміни у еколого-трофічних групах мікроорганізмів різних ґрунтів дасть інформацію щодо стану їхнього відновлення на момент дослідження.

В Інституті ядерних досліджень НАН України проводився моніторинг концентрацій активностей для вибраних стаціонарів, оцінено активності <sup>137</sup>Cs, <sup>90</sup>Sr і <sup>241</sup>Am та їхні співвідношення.

Метою даної роботи було дослідження мікробіоти та мікобіоти ґрунту у стаціонарі № 9 (Чистоголівка, сосна), стаціонарі № 17 («рудий» ліс між синичниками) та стаціонарі № 19 («рудий» ліс (поблизу озера)) зони відчуження ЧАЕС за різних глибин відбору зразків порівняно з чистими лісовими угіддями.

Для проведення дослідження було використано ряд зразків ґрунту, що були відібрані з різних стаціонарів у різних ектопах території полігону Чорнобильської зони, а саме: у Чистоголівці біля сосни, у «рудому» лісі між синичниками та у «рудому» лісі біля озера на різній глибині.

Відібрані зразки ґрунту відрізнялися за співвідношенням радіонуклідів і їхньою активністю. Для порівняння було використано зразки з чистих відносно радіонуклідів лісових територій, а саме: на галявині під підстилкою, у ризосфері сосни, у ризосфері дубу, у ризосфері берези.

Зразки було відібрано на глибині 2 та 5 см.

У досліджуваних зразках проведено визначення різних еколого-трофічних груп мікроорганізмів, а саме амоніфікуючих, нітрифікуючих, оліготрофних та педотрофних мікроорганізмів. Критерієм оцінки було визначення чисельності колонієутворюючих одиниць (КУО) в перерахунку на 1 г ґрунту.

Також у досліджуваних зразках було проведено вивчення мікологічної складової та її біорізноманіття.

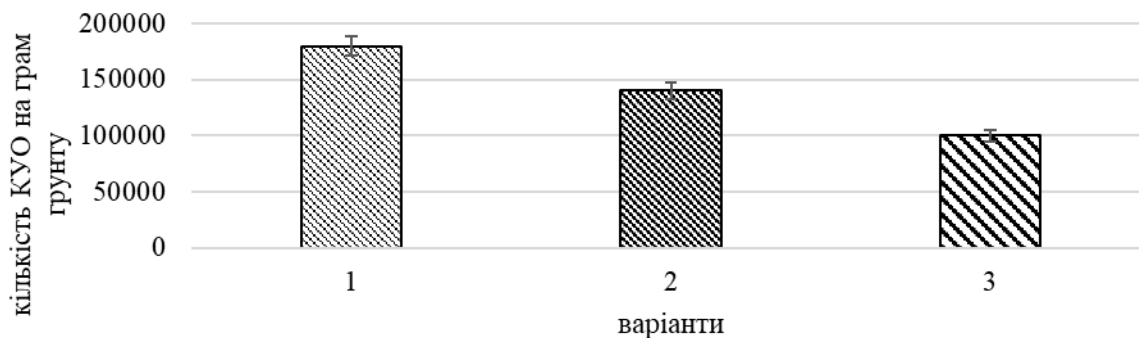
Проведено вивчення мікробіологічної (бактеріальної) складової за зміною амоніфікуючих, оліготрофних та педотрофних бактерій у стаціонарах № 9, № 17 та № 19.

Було встановлено, що найбільша кількість амоніфікуючих бактерій виявлена при найвищій з досліджуваних активностей ґрунту за <sup>137</sup>Cs та <sup>241</sup>Am, тобто виявлена обернена залежність кількості КУО від активності ґрунту (рисунок).

Кількість амоніфікуючих бактерій за величиною була близькою по відношенню до кількості таких бактерій у пробах ґрунту з чистих відносно радіонуклідів територій з глибини 2 см у ризосфері сосни.

Кількість оліготрофних бактерій на глибині ґрунту 2 см близька за величиною у зразках ґрунту з «рудого» лісу чорнобильської зони та зразках у ризосфері дубу та берези, проте у пробах з Чистоголівки їхня кількість була на порядок нижчою за таку порівняно зі зразком ґрунту чистої території з ризосфери сосни.

Найбільша різниця виявлена у лісових зразках з чистих територій та з чорнобильської зони за кількістю КУО педотрофних мікроорганізмів. Їх величина понад десятки разів нижча за таку порівняно зі зразками з чистих територій.



Кількість амоніфікуючих мікроорганізмів зі зразків ґрунту стаціонарів № 9 (1), № 17 (2) та № 19 (3) чорнобильської зони.

Проте серед досліджених зразків ґрунту чорнобильської зони найвища кількість педотрофних мікроорганізмів на глибині 2 см виявлена у найбільш забрудненого радіонуклідами зразку.

Також проводилося дослідження мікобіоти цих зразків. Встановлено, що найбільша кількість мікроміцетів присутня в зразках з глибини 2 см з «рудого» лісу між синичниками, саме у зразках з найнижчою кількістю цезію і найвищим співвідношенням америцію/цезію.

Зі зразків ґрунту у Чистоголівці було виділено такі види грибів: *Umbelopsis isabelina*, *Penicillium waksmani*, *Penicillium verrucosum*, *Exophiala jeanselmii*, *Mortierella horticola*.

Зі зразка ґрунту, що був відібраний у «рудому» лісі між синичниками було виділено такі види грибів: *Penicillium roseopurpureum*, *Umbelopsis isabelina*, *Mortierella alpina*, *Trichoderma koningi*.

Зі зразка ґрунту, що був взятий у «рудому» лісі біля озера було виявлено такі види мікроскопічних грибів: *Penicillium restrictum*, *Chaetomium homopilatum*, *Mortierella pervispora*, *Trichoderma hardicenum*.

Проведено порівняльний аналіз кількості КУО в кожному зі стаціонарів.

Проведено аналіз отриманих даних щодо змін як кількісної, так і якісної складової як мікобіому, так і мікробіому ґрунту.

**ВИКОРИСТАННЯ БДЖОЛИНОГО ПИЛКУ З ЕКОЛОГІЧНО ЧИСТОЇ МІСЦЕВОСТІ  
ДЛЯ ПРИСКОРЕННЯ ВИВЕДЕННЯ  $^{137}\text{Cs}$  З ОРГАНІЗМУ ЛЮДИНИ:  
ПОПЕРЕДНЄ ПОВІДОМЛЕННЯ**

**Т. Ф. Бабенко<sup>1</sup>, М. Пілмане<sup>2</sup>, П. А. Федірко<sup>1</sup>,  
В. В. Василенко<sup>1</sup>, М. С. Курята<sup>1</sup>, В. В. Морозов<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології  
Національної академії медичних наук України», Київ, Україна

<sup>2</sup> Інститут анатомії та антропології Ризького університету Страдзінша, Рига, Латвія

Пошук методів зниження ефективної дози внутрішнього опромінення у мешканців радіаційно забруднених територій України залишається важливою і актуальною проблемою багатьох галузей сучасної радіаційної медицини [1]. Основним чинником, який формує дозу внутрішнього опромінення, є надходження  $^{137}\text{Cs}$  в організм із молоком і лісовими продуктами, які становлять суттєву частину харчового раціону мешканців забруднених територій і мають у місцевостях із високим рівнем забруднення ґрунту незмінно високі рівні вмісту радіоцезію [2]. У якості потенційного методу прискореного виведення з організму  $^{137}\text{Cs}$  пропонували використання продуктів бджільництва. Але рівень їх забруднення  $^{137}\text{Cs}$  в багатьох випадках залишається значним [3, 4].

Ми хочемо навести попередні дані щодо використання бджолиного пилку з екологічно чистої місцевості для прискореного виведення з організму людини  $^{137}\text{Cs}$ .

Пацієнт-мешканець м. Києва однократно спожив лісові ягоди, зібрані в лісі поблизу населених пунктів 3-ї зони (гарантованого добровільного відселення). Підвищений вміст радіонуклідів в організмі було виявлено на експертному лічильнику випромінювання людини (ЛВЛ) у лабораторії лічильників випромінювання людини Інституту радіаційної гігієни і епідеміології ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології НАМН України». Обстеження проведено за стандартизованою методикою [5, 6].

Для прискорення виведення з організму інкорпорованого  $^{137}\text{Cs}$  нами було запропоновано застосувати пилку, зібраний з вуликів, розміщених у Національному парку Гауя (Gaujas nacionālais parks) у Латвії. Парк розташовується в історичному регіоні Відземе вздовж долини р. Гауя і є заповідною територією з 1973 р. Пацієнт приймав 5 г бджолиного пилку на добу протягом 30 дб.

Перед початком прийому засобу при обстеженні пацієнта на експертному лічильнику випромінювання людини виявили вміст інкорпорованого  $^{137}\text{Cs}$ , який становить 474 Бк / організм. Характер розподілу інкорпорованого  $^{137}\text{Cs}$  був аналогічний розподілу природного інкорпорованого  $^{40}\text{K}$ , що надходить до організму з продуктами харчування. Це свідчить про такий самий, пероральний, шлях надходження радіонукліда  $^{137}\text{Cs}$  до організму людини.

Контрольне вимірювання вмісту інкорпорованого  $^{137}\text{Cs}$  в організмі після завершення прийому пилки показало зменшення активності  $^{137}\text{Cs}$  на 26,7 %, що свідчить про прискорене виведення порівняно з природним зниженням активності  $^{137}\text{Cs}$ .

*Висновки.* Представлені результати можуть свідчити про перспективність використання бджолиного пилку для прискорення виведення з організму  $^{137}\text{Cs}$ . Дозування і тривалість прийому пилку потребують подальшого експериментального уточнення.

1. А.А. Живецька-Денисова та ін. Проблеми радіаційної медицини та радіобіології 28 (2023) 468.
2. В.В. Василенко та ін. Проблеми радіаційної медицини та радіобіології 24 (2019) 93.
3. В.В. Власенко, С.Ф. Розанов. Пасіка 8 (1996) 25.
4. В.І. Славов, С.В. Фурман. Вісник ДААУ 1-2 (1999) 183.
5. В.В. Василенко та ін. Проблеми радіаційної медицини та радіобіології 27 (2022) 150.
6. Д.А. Базика та ін. Проблеми радіаційної медицини та радіобіології 25 (2020) 177.

# РАК МОЛОЧНОЇ ЗАЛОЗИ: ЛІНІЯ MDA-MB-231 ЯК МОДЕЛЬ ДЛЯ ВИВЧЕННЯ РАДІОЧУТЛИВОСТІ І РАДІОРЕЗИСТЕНТНОСТІ ТА РОЗРОБКИ НОВИХ СТРАТЕГІЙ ЛІКУВАННЯ

**В. В. Бриченко**

*Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології  
Національної академії медичних наук України», Київ, Україна*

Рак молочної залози (PMЗ) – одне з найпоширеніших онкологічних захворювань, що розвивається з тканини молочної залози. За статистичними даними, у 2022 р. в світі було діагностовано 2,3 мільйона жінок, хворих на рак молочної залози, та 670000 смертей від цього захворювання.

Процес інвазії пухлини та подальшого метастазування є найбільш смертоносним аспектом раку і потребує ретельного дослідження. Вивчення експресії генів значно сприяло розумінню гетерогенності пухлин на молекулярному рівні, уточнюючи таксономію на основі простих показників, таких як гістологічний тип, ступінь пухлини, статус лімфатичних вузлів і наявність прогностичних маркерів, що дало змогу розробити нові методи і концепції у лікуванні даного захворювання.

У лабораторних умовах PMЗ часто моделюють за допомогою стабільних клітинних ліній. Однією з найбільш частих культур клітин PMЗ, яка досліджується в експериментальних моделях, є лінія MDA-MB-231 [1]. Дана клітинна лінія отримана в 1976 р. Shay та співавторами з плеврального ексудату 51-річної жінки з діагнозом метастатичний PMЗ. Клітини лінії MDA-MB-231 відносяться до «потрійно негативних», тобто не експресують рецепторів естрогену і прогестерону, та в них відсутня ампліфікація онкогену HER2 (рецептор епідермального фактора росту людини 2). Лінія клітин MDA-MB-231 демонструє інвазійну поведінку та дуже схильна до метастазування, що робить її цінною моделлю для вивчення механізмів і характеристик, пов'язаних із метастазуванням PMЗ [2]. Її доцільно використовувати для дослідження процесів, що лежать в основі інвазії ракових клітин і утворення метастазів, надаючи розуміння потенційних терапевтичних цілей. Отримані результати при дослідженні радіочутливості та механізмів радіорезистентності MDA-MB-231 створили нові задачі та виклики для стратегії лікування і ведення пацієнтів.

При дослідженні впливу сигнальних шляхів на радіочутливість було виявлено, що активація сигнального шляху PI3K/Akt може підвищувати радіорезистентність MDA-MB-231, інгібітори PI3K/Akt можуть посилювати радіочутливість клітин, сигнальні шляхи, такі як Wnt/ $\beta$ -катенін і NF- $\kappa$ B, також можуть відігравати роль у радіорезистентності MDA-MB-231 [3]. Цікавість викликає роль експресії генів при розвитку радіорезистентності, а також вплив мікросередовища пухлини на радіочутливість. Дослідження показали, що експресія генів, таких як BRCA1, BRCA2, MGMT і p53, може впливати на радіочутливість MDA-MB-231 (мутації в цих генах можуть призводити до радіорезистентності, інгібітори PARP можуть посилювати радіочутливість клітин із мутаціями BRCA), мікросередовище пухлини, включаючи імунні клітини, ангиогенез і метаболізм, можуть впливати на радіочутливість MDA-MB-231.

Таким чином, рак молочної залози – це гетерогенне захворювання, а клітинна лінія MDA-MB-231 є цінною моделлю для дослідження метастазування. Дослідження радіочутливості та радіорезистентності MDA-MB-231 вказують на потенційні терапевтичні цілі, такі як сигнальні шляхи PI3K/Akt та гени BRCA1/2, MGMT, p53. Потрібні додаткові дослідження для кращого розуміння механізмів радіорезистентності та розробки нових методів лікування.

1. J. Han et al. J. Oncol. (2019) 1345026.
2. Z.R. Zhou et al. Ann Transl. Med. 4 (2020) 108.
3. K. Hintelmann et al. Cancers (Basel) 15(1) (2022) 211.

## RADIATION MODIFICATION OF THE BIOLOGICAL ACTIVITY OF ALCOHOL SOLUTIONS AT THE M-30 MICROTRON (18.5 MeV)

**S. A. Burmei<sup>1</sup>, N. V. Boyko<sup>1</sup>, N. I. Svatiuk<sup>2</sup>, J. J. Gaynish<sup>2</sup>, V. T. Maslyuk<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Uzhhorod National University, Uzhhorod, Ukraine*

<sup>2</sup> *Institute of Electron Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Uzhhorod, Ukraine*

Ethyl alcohol, with a concentration of 75 %, is known for its strong antibacterial properties, allowing its use as a disinfectant. However, its limited applicability in food processing is explained by its effect on conditionally pathogenic and commensal microorganisms. This fact stimulates the search for new technologies to modify alcohol solutions to expand their biological activity, for example, in the field of probiotic microorganisms. One promising direction is the use of radiation technologies [1]. This approach can affect the structure of alcohol molecules and other solution components, leading to their modification, which alters both their physicochemical properties and biological activity. The use of ionizing radiation on conditionally pathogenic microorganisms in alcohol solutions can ensure the safety and effectiveness of these solutions in various fields, including medicine, the food industry, and scientific research.

This study aimed to investigate the effect of radiation-treated water-alcohol solutions irradiated on the M-30 microtron on the growth of probiotic and conditionally pathogenic microorganisms using the in vitro method. The study of changes in the biological activity of irradiated substances was carried out in two stages: first, the effect of alcohol solutions on bacteria immediately after irradiation was analyzed, and then 48 hours after the end of the irradiation process to study their temporal dynamics.

In the experiment, 5 % and 10 % aqueous solutions of ethyl alcohol irradiated with braking  $\gamma$ -radiation and neutrons were used; irradiation was performed on the M-30 microtron of the IEV NAS of Ukraine, which allows generating monoenergetic beams of accelerated electrons in the range of 1 - 30 MeV, as well as braking and photoneutron radiation [2]. For the conditions of the radiation experiment, the following irradiation scheme was chosen: the distance from the sample to the M-30 microtron was 30 cm, and the uniformity of the irradiation field was not worse than 5 %. The temperature of the samples was around 200°C; the samples were in plastic containers with a volume of 30 ml. The virtual control panel of the M-30 recorded the experiment data. In the experiment, the fluence of the initial beam of accelerated electrons, which had an energy of 18.5 MeV, was recorded, in particular, when reaching a flux of  $6 \cdot 10^{15}$  electrons/cm<sup>2</sup> during the generation of both  $\gamma$ - and photoneutron irradiation.

The biological effects of all tested solutions (Table 1) were evaluated, considering the presence of antibacterial or stimulating effects on the selected test microorganisms.

*Table 1. Characteristics of the objects studied in the research*

1	water control	5	water (neutron radiation)
2	water (gamma quantum radiation)	6	5% alcohol (neutron radiation)
3	5% alcohol (gamma quantum radiation)	7	10% alcohol (neutron radiation)
4	10% alcohol (gamma quantum radiation)		

The objects of the study were the probiotic, gram-positive spore-forming *Bacillus subtilis* (strain 090) and the conditionally pathogenic, gram-positive, non-spore-forming *Staphylococcus aureus*.

A bacterial suspension was prepared from overnight cultures of the respective microorganisms according to the turbidity standard of 0.5 density units by the McFarland method ( $1.5 \times 10^8$  CFU), which was established using a Den-1 densitometer. The number of microorganisms, determined by the colony-forming units per milliliter (CFU/ml), was determined using the plate method to prepare tenfold serial dilutions followed by plating on appropriate nutrient media (MPA and Mannitol agar). The experiments were conducted using the in vitro method [3]. Negative and positive controls, as well as samples of solutions and microorganism cultures, were also plated accordingly.

According to Table 2, it was established that immediately after irradiation, the solutions under No. 2 and 4 stimulate the growth of bacteria and probiotic spores. However, the effect was not repeated in the temporal evolution.

According to the data received in Table 3, we found that immediately after irradiation, solutions No. 2 and 4 show the best effectiveness; namely, they have antimicrobial ability. Also, it is worth noting solution No. 3, which has partial antimicrobial ability at the 1st stage. At stage 2, solution No. 4 has the best antimicrobial efficiency. As a result of two stages of research on opportunistic *Staphylococcus aureus*, we found that the solutions samples immediately after irradiation have a better antimicrobial effect than in the time evolution.

**Table 2. The spectrum of action of water and water-ethyl alcohol solutions irradiated with braking  $\gamma$ -radiation on *Bacillus subtilis* 090**

№	Solution name	Initial concentration, CFU/ml	Concentration, CFU/ml	
			stage 1	stage 2
1	water control	$1,5 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^7$
2	water	$1,5 \cdot 10^8$	$>10^9$	$1 \cdot 10^7$
3	5 % alcohol	$1,5 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^7$
4	10 % alcohol	$1,5 \cdot 10^8$	$>10^9$	$1 \cdot 10^7$

**Table 3. Spectrum of action of water and aqueous solutions of ethyl alcohol irradiated with bremsstrahlung  $\gamma$ -radiation on *Staphylococcus aureus***

№	Solution name	Initial concentration, CFU/ml	Concentration, CFU/ml	
			stage 1	stage 2
1	water control	$1,5 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^8$
2	water	$1,5 \cdot 10^8$	$< 10^{2*}$	$5 \cdot 10^7$
3	5 % alcohol	$1,5 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^7$
4	10 % alcohol	$1,5 \cdot 10^8$	$< 10^{2*}$	$1 \cdot 10^4$

Note. \* Limit of definition.

In the experiment, according to Table 4, it was established that immediately after irradiation, solutions No. 5 and 6 stimulate the growth of bacteria and probiotic spores, which is a positive effect, and solution No. 7 inhibits growth.

**Table 4. The spectrum of action of water and aqueous solutions of ethyl alcohol irradiated with neutrons on *Bacillus subtilis* 090**

№	Solution name	Initial concentration, CFU/ml	Concentration, CFU/ml	
			stage 1	stage 2
1	water control	$1,5 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^7$
5	water	$1,5 \cdot 10^8$	$>10^9$	$1 \cdot 10^7$
6	5 % alcohol	$1,5 \cdot 10^8$	$>10^9$	$1 \cdot 10^7$
7	10 % alcohol	$1,5 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^7$

Based on the received data, according to Table 5, solutions No. 6 and 7 inhibit the growth of opportunistic *Staphylococcus aureus*.

**Table 5. Spectrum of action of water and aqueous solutions of ethyl alcohol irradiated with neutrons on *Staphylococcus aureus***

№	Solution name	Initial concentration, CFU/ml	Concentration, CFU/ml	
			stage 1	stage 2
1	water control	$1,5 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^8$
5	water	$1,5 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^8$
6	5 % alcohol	$1,5 \cdot 10^8$	$< 10^{2*}$	$1 \cdot 10^8$
7	10 % alcohol	$1,5 \cdot 10^8$	$< 10^{2*}$	$1 \cdot 10^9$

Note. \* Limit of definition.

**Conclusions.** The established biological effects represent significant research interest as they allow for the selective regulation of the metabolic conditions of various types of microorganisms and warrant further investigation.

1. M. Hoseini et al. *Front. Phys.* 10 (2022).
2. V.T. Maslyuk et al. Physico-chemical and biological properties of saccharides and alcohol after nuclear radiation treatment. *Nucl. Phys. At. Energy* 25(1) (2024) 72.
3. O.I. Symkanich et al. Time evolution of chemical, physical parameters and biological activity of glucose and sucrose aqueous solutions irradiated on a M-30 microtron with an energy of 12.5 MeV. *Scientific Bulletin of the Uzhhorod University. Series «Chemistry»* 1(43) (2020) 92.

## СТАН ПЕРИФЕРИЧНОЇ КРОВІ *MYODES GLAREOLUS* З ТЕРИТОРІЙ ІЗ РІЗНИМ РІВНЕМ РАДІОНУКЛІДНОГО ЗАБРУДНЕННЯ

**О. Б. Ганжа, В. В. Павловський, Н. К. Родіонова, О. О. Бурдо, Т. В. Циганок**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

У роботі представлено результати дослідження показників периферичної крові нориці рудої (*Myodes glareolus*), яка є одним із найбільш розповсюджених у зоні відчуження видів мишоподібних гризунів, що впродовж багатьох років після аварії на Чорнобильській АЕС використовуються науковцями при радіоекологічних та радіобіологічних дослідженнях. І дотепер, у віддалений післяаварійний період, актуальним питанням залишається оцінка наслідків впливу хронічного зовнішнього та внутрішнього опромінення на організм ссавців.

Для проведення дослідження було відловлено особини *Myodes glareolus* (Schreber, 1780), які мешкали у природних умовах зони відчуження з різним рівнем радіонуклідного забруднення. Після маркування ці особини були розміщені на експериментальних ділянках із моделюванням контрольованих умов обмеження міграції тварин: на територіях з високим рівнем радіонуклідного забруднення та умовно чистих, де залишалися впродовж періоду життя.

У всіх особин нориці рудої в процесі експерименту були досліджені кількісні та якісні гематологічні показники. Підраховано та проаналізовано склад лейкограм, вміст лейкоцитів і еритроцитів у периферичній крові тварин. Кількість формених елементів периферичної крові визначено пробірковим методом із застосуванням камери Горяєва. Підрахунок лейкоцитарної формули здійснено при світловій імерсійній мікроскопії, аналізували по 200 клітин у фарбованих за Папенгеймом мазках крові.

Дослідження периферичної крові особин нориці рудої показало, що лейкоцитарна формула містила компоненти, які були притаманні популяції мишоподібних гризунів: малі та великі лімфоцити, паличкоядерні та сегментоядерні нейтрофільні гранулоцити, моноцити, еозинофільні гранулоцити. Однак було встановлено, що у особин, які вперше перезимували в умовах підвищеного радіаційного впливу, у лейкоцитарній формулі превалювали гранулоцити над лімфоцитами (як за відсотковим вмістом, так і абсолютною кількістю), що є нетиповим для даного виду тварин. У цих особин нориці рудої було відмічено значне зниження абсолютної кількості лейкоцитів, що відбулося внаслідок зменшення радіочутливої фракції лімфоцитів (порівняно з тваринами з умовно чистих територій). Зазначене свідчить про негативні зміни у периферичній крові, що здатні впливати на зниження імунного захисту організму тварин.

При аналізі лімфоцитарної фракції у лейкограмах особин нориці рудої було виявлено атипові лімфоцити. Атипові лімфоцити – це клітини лімфоїдного походження, що виникають під час порушень у результаті неспецифічної відповіді на стресовий фактор, зокрема радіаційний. У екстремальних умовах не всі клітини дозрівають правильно, тому і з'являються атипові форми. Збільшення кількості атипових лімфоцитів у периферичній крові ссавців вказує на те, що імунна система працює у напруженому режимі.

При дослідженні периферичної крові було відмічено, що у особин нориці рудої, які вперше перезимували в умовах підвищеного радіаційного впливу, на фоні зниження загального вмісту лімфоцитів фіксували збільшення кількості атипових форм (порівняно з тваринами з умовно чистих територій, у яких кількість атипових лімфоцитів не перевищувала 1 % від загальної кількості лімфоцитів). Зазначене є ознакою напруженості у роботі імунної системи, що може відбуватися внаслідок виникнення реакції-відповіді організму на вплив стресового фактора, зокрема опромінення радіоізотопами на радіаційно забруднених територіях.

Слід зазначити, що для досліджених особин нориці рудої було оцінено дози зовнішнього та внутрішнього опромінення  $^{137}\text{Cs}$ , що в подальшому буде використано для співставлення отриманих тваринами доз зі змінами показників периферичної крові.

Таким чином, виявлені зміни у периферичній крові особин нориці рудої, які вперше перезимували в умовах підвищеного радіаційного впливу, показали наявність поточного навантаження на імунну систему, тоді як у тварин, що постійно мешкають на радіаційно забруднених територіях, простежується тенденція до формування в організмі адаптаційно-компенсаторних реакцій.

*Подяка.* Автори роботи висловлюють подяку старшому науковому співробітнику відділу радіобіології та радіоекології Інституту ядерних досліджень НАН України, кандидату біологічних наук Тукаленку Євгену Валерійовичу за допомогу в отриманні первинних зразків периферичної крові досліджуваних особин нориці рудої.



# ОЦІНКА ДОЗОВИХ НАВАНТАЖЕНЬ ВІД $^{137}\text{Cs}$ ЗА ЗОВНІШНЬОГО ОПРОМІНЕННЯ НОРИЦІ РУДОЇ В УМОВАХ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ

І. П. Дрозд, В. В. Павловський

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Особлива радіоекологічна ситуація у чорнобильській зоні відчуження створює сприятливі умови для вивчення впливу іонізуючих випромінювань на біоту. При цьому зручними біологічними об'єктами виступають дрібні ссавці, зважаючи на їх широке розповсюдження в межах чорнобильських екосистем. Впровадженням екоцентричної методології дозиметричного супроводу радіобіологічних досліджень наразі активно займається Міжнародна комісія з радіаційного захисту (МКРЗ). Вона включає мишоподібних гризунів до переліку видів фауни, що розглядаються як еталонні при визначенні доз опромінення [1, 2]. Нами було проведено адаптацію існуючих підходів МКРЗ до оцінки навантаження від зовнішнього опромінення, якого зазнають представники виду нориця руда (*Myodes glareolus*), які мешкають у зоні відчуження.

Основою оцінки доз опромінення було програмне забезпечення “BiotaDC”, розроблене МКРЗ в якості універсального дозиметричного інструменту. Початкові дані, необхідні для проведення розрахунків, отримували із власних спостережень, літературних джерел та наукових баз даних. Умовну добову активність нориці визначали так: 70 % часу тварина знаходиться у норі, 30 % – на поверхні [3]. Було відмічено, що модель зовнішнього опромінення дрібних ссавців, запропонована МКРЗ, вдало описувала ситуації перебування нориць на поверхні, припускаючи, що вони опромінюються радіонуклідами, умовно рівномірно розподіленими у 10-см шарі ґрунту [1]. У той же час, при описі ситуацій опромінення тварин, що перебувають у проходах нір чи гніздових камерах, у програмі “BiotaDC” припускається, що опромінення відбувається від нескінченного ізотропного однорідного шару глибиною 50 см. На нашу думку, існує можливість більш реалістично описати опромінення норних тварин зони відчуження. З огляду на дані літературних джерел щодо способу життя нориць [4 - 6], нами була запропонована така модель: гніздова камера діаметром 5 см знаходиться на глибині 10 см від поверхні ґрунту. Потужність дози у Гр/с для такої ситуації опромінення розраховували за формулою [7]:

$$K = \left( \frac{4\pi A_v \Gamma}{\mu} \right) \left[ 1 - \exp(-\mu(R_2 - R_1)) \right], \quad (1)$$

де  $A_v$  – питома активність ґрунту,  $\Gamma$  – керма-постійна  $^{137}\text{Cs}$ ,  $\mu$  – лінійний коефіцієнт ослаблення для ґрунту,  $R_1$  – радіус гніздової камери,  $R_2$  – відстань від центра камери до поверхні землі. За отриманими значеннями потужності дози та терміном перебування тварин у норах визначали добові дози зовнішнього опромінення.

Отримані за допомогою такої моделі значення доз порівнювали зі значеннями, розрахованими за програмою “BiotaDC”, при цьому використовували тварин із дослідних територій, забруднених  $^{137}\text{Cs}$ . Варто зазначити, що для нашої моделі ми використовували середньоінтегральні значення питомої активності ґрунту на глибині 20 см, для методу МКРЗ – 50 см. У результаті було відмічено завищення показників доз при використанні програми “BiotaDC”. Це, на нашу думку, може бути наслідком як врахування у ній гальмівного випромінювання, так і відсутності опції врахування типу ґрунту. Зважаючи на це, при виконанні дозиметричного супроводу радіобіологічних досліджень мишоподібних гризунів зони відчуження, на нашу думку, необхідно комбінувати використання методології МКРЗ із запропонованими нами доповненнями. Такий підхід дасть змогу найбільш реалістично оцінити дози зовнішнього опромінення дрібних норних ссавців на територіях, забруднених радіонуклідами.

*Подяка.* Автори висловлюють подяку співробітникам відділу радіобіології та радіоекології Інституту ядерних досліджень НАН України, особливо Євгену Валерійовичу Тукаленку, за надані матеріали та допомогу при проведенні досліджень.

1. ICRP Publication 108: *Environmental Protection: The Concept and Use of Reference Animals and Plants*. Ann. ICRP 38(4-6) (2008).
2. ICRP Publication 136: *Dose Coefficients for Nonhuman Biota Environmentally Exposed to Radiation*. Ann. ICRP 46(2) (2017).
3. Ю.А. Маклюк та ін. Ядерна фізика та енергетика 3(21) (2007) 81.
4. М. Daniel. *Folia Parasitologica* 22(3) (1975) 265.
5. E.S. Manaeva et al. *Biology Bulletin* 41(1) (2014) 80.
6. P. Mikus. *Water* 12(12) (2020) 3413.
7. В.Ф. Козлов. *Справочник по радиационной безопасности*. 3-е изд. (Москва: Энергоатомиздат, 1987) 191 с.

## PRELIMINARY RESULTS OF RADIOBIOLOGICAL EXAMINATION OF GYNAECOLOGICAL CANCER PATIENTS BEFORE AND AFTER COMBINED RADIOTHERAPY

**E. A. Domina, L. I. Makovetska, O. A. Glavin, V. M. Mikhailenko, I. V. Prokopenko**

*R.E. Kavetsky Institute of Experimental Pathology, Oncology and Radiobiology,  
National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

*Introduction.* Cervical cancer (CC) remains the most frequent malignant tumor among the female population of Ukraine. The therapy of patients with locally advanced forms of this disease requires special attention. The main method of treatment is radiotherapy (remote and brachytherapy), which is often combined with the administration of chemopreparations. Remote irradiation (RI) affects not only the primary tumor but also the pelvic lymph nodes and the parametrium. However, delivery of the maximum adequate dose to the primary target of RI is limited by the tolerance of critical organs located in the pelvis (bowel, bladder, rectum). At the same time, in intracavitary (brachytherapy) the source of ionizing radiation (IR) is located as close as possible to the primary tumor. This makes it possible to deliver high doses of IR (> 80 Gy) necessary for effective treatment. At the same time, one of the most important criteria for the efficiency and adequacy of radiation therapy is the development and severity of radiation complications, which negatively affect the quality of life of treated patients. Our experience has shown that comprehensive examination of cancer patients with the use of indicator highly radiosensitive cells, which are T-lymphocytes of blood, make it possible to predict distant post-radiation complications and prevent their development with the use of radio mitigators.

*Aim.* On the basis of radiobiological indices to determine the patterns of changes in critical blood elements of CC primary patients before and after complex radiotherapy and monochemotherapy.

*Materials and methods.* In the Department of Biological Effects of Ionizing and Non-ionizing Radiation of R.E. Kavetsky Institute of Experimental Pathology, Oncology and Radiobiology the study was carried out on peripheral blood samples of 36 CC patients (average age was 50.5 years) with locally advanced forms. The patients gave informed consent to participate in the study according to the principles of biomedical research outlined in the Helsinki Declaration of the World Medical Association. Complex radiotherapy (remote and intracavitary) and chemotherapy (cisplatin) of the patients were performed at the National Cancer Institute of the Ministry of Health of Ukraine. Methods of research – biochemical, molecular, cytogenetic, cytological, and statistical. Radiobiological examination of the patients was carried out before and after the course of complex therapy.

*Results.* The disturbance of redox balance was established: increase in the intensity of superoxide anion radical production (1.69 times), the number of DNA double-strand breaks (2.33 times), the level of spontaneous apoptosis (2.60 times) in blood lymphocytes, of content malondialdehyde (3.08 times) in the blood plasma and pro-antioxidant ratio (1.36 times) in hemolysate, as well as decreased transmembrane potential (1.60 times), free radical production (3.36 times) in lymphocytes and SH-group content (1.31 times) in blood plasma. Intensification of pro-oxidant processes and development of oxidative stress in nonmalignant radiosensitive cells of patients are prerequisites for radiation complications due to antitumor therapy. The obtained results allow us to conclude that the peculiarities of changes in the process of oxidative metabolism in the blood of primary patients before the beginning of radiotherapy indicate a shift of pro-oxidant-antioxidant balance towards the pro-oxidant component and precede the increase in DNA damage, the formation of chromosome aberrations and apoptosis of blood lymphocytes, which indicates the formation of genome instability. Carrying out a radical program of antitumor therapy for CC patients leads to further strengthening of the observed changes in the conditionally healthy cells of the tumor environment at the biochemical, genetic, and cytological levels.

*Conclusions.* Preliminary data from radiobiological examination of primary CC patients before and after combined radiotherapy indicate the advisability of further continuation of the complex examination of patients with common forms of CC. This will allow for improving the personalized approach to prognosis and prevention of the development of distant post-radiation complications in order to improve the quality of life of patients.

# ВПЛИВ РАДІАЦІЙНОГО ОПРОМІНЕННЯ ФІЗІОЛОГІЧНОГО РОЗЧИНУ НА ОПТИЧНІ ТА ЦИТОСТАТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ФІЗІОЛОГІЧНОГО РОЗЧИНУ ТА РОЗЧИНУ ДОКСОРУБІЦИНУ

**М. А. Заболотний<sup>1</sup>, Л. І. Асламова<sup>1</sup>, М. Ю. Лосицький<sup>1</sup>, Г. І. Соляник<sup>2</sup>, В. П. Данкевич<sup>3</sup>,  
М. Ю. Барабаш<sup>4</sup>, В. А. Черняк<sup>1</sup>, В. П. Ващишин<sup>1</sup>, Г. І. Довбешко<sup>5</sup>, О. П. Гнатюк<sup>4</sup>**

<sup>1</sup> Національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

<sup>2</sup> Інститут ЕПОР ім. Р.С. Кавецького НАН України, Київ, Україна

<sup>3</sup> Клініка "Оберіг", Київ, Україна

<sup>4</sup> Технічний центр НАН України, Київ, Україна

<sup>5</sup> Інститут фізики НАН України, Київ, Україна

Серед нових напрямків світового технологічного прогресу в медицині першочергової уваги заслуговують нанотехнології, використання яких актуальне при вирішенні проблем онкології, що зумовлюється важливим місцем медикаментозної терапії у лікуванні онкологічних хворих [1, 2].

У той же час, призначення протипухлинних хіміопрепаратів пов'язане з низкою істотних проблем. До них відносяться неспецифічна дія та висока токсичність протипухлинних препаратів для неуражених пухлиною органів та тканин. Серйозною перешкодою на шляху лікувального ефекту при медикаментозній терапії є резистентність злоякісних новоутворень до цитостатиків.

Одним із найбільш перспективних новітніх методів модифікації протипухлинних препаратів зарекомендувала себе розробка [1, 2], побудована на використанні опромінення високоенергетичними електронами фізіологічного розчину (ФР) перед розчиненням у ньому протипухлинних препаратів. У протипухлинній хімотерапії важливе значення мають антибіотики з групи антрациклінів, що мають високу ефективність при лікуванні різних пухлин. Найчастіше застосовується один із препаратів цієї групи – доксорубіцин.

Істотним фактором, що обмежує застосування доксорубіцину, є наявність суттєвих побічних ефектів його використання [3]. Найбільш тяжкою формою, спричиною антрациклінами, є небезпечна для життя застійна серцева недостатність, що обмежує кумулятивну дозу препарату, а також тромбоемболічні ускладнення, включаючи емболію легеневої артерії (у ряді випадків із летальним кінцем). Проведені дослідження [1, 2] показали, що цитостатична активність доксорубіцину при використанні радіаційного попереднього опромінення ФР зростає. Цей результат свідчить про можливість *in vitro* на клітинному рівні зменшити дозу розчину доксорубіцину без зменшення його цитостатичного результату. У той же час, механізми дії опромінення на ФР досліджено недостатньо.

Метою роботи є дослідження механізмів впливу високоенергетичного електронного опромінення ФР на його оптичні характеристики та цитотоксичну / цитодинамічну активність щодо пухлинних клітин для створення базових основ технології модифікації існуючих протипухлинних засобів.

Дослідження проводили з використанням ФР та доксорубіцину (Sigma, США). Величина поглинутої дози (I) опромінення ФР становила від 2 до 80 кГр. Для дослідження цитостатичної активності доксорубіцину використовували лінію клітин карциноми легені Льюїс (LLC).

Для одержання інформації про властивості силових центрів ФР було досліджено флуоресценцію ФР і вплив на неї опромінення електронами ФР. При дослідженні флуоресценції використовувалась I, яка дорівнювала 10, 40 і 80 кГр. Довжина хвилі збуджуючого лазера визначена з використанням спектрів поглинання і дорівнювала  $\lambda = 260$  нм.

Дані досліджень наведено на рис. 1 та 2.

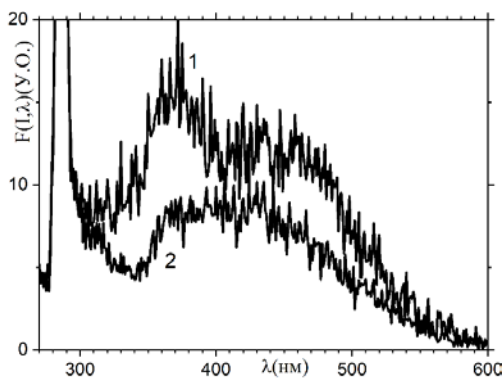


Рис. 1. Інтенсивність флуоресценції ( $F(I, \lambda)$ ) ФР. Спектр 1 –  $I = 10$  кГр; спектр 2 –  $I = 80$  кГр.

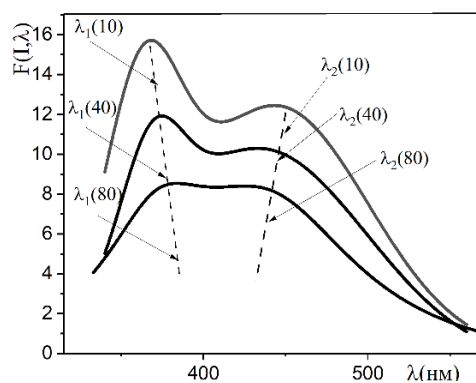


Рис. 2. Спектри після шумопоглинання при  $I = 10, 40, 80$  кГр.

Спектри флуоресценції були апроксимовані сумою двох розподілів Лоренца, координати максимумів яких визначаються параметрами  $\lambda_1(I)$ ,  $\lambda_2(I)$ . Властивостями величин  $\lambda_1(I)$ ,  $\lambda_2(I)$  у діапазоні  $10 \text{ кГр} \leq I \leq 80 \text{ кГр}$ : 1)  $\lambda_1(I) < \lambda_2(I)$ ; 2)  $\lambda_1(I)$  є зростаючою, а  $\lambda_2(I)$  – спадаючою функцією аргументу  $I$ .

У роботі було проведено визначення часу зберігання цитотоксичної / цитостатичної активності ФР після опромінення електронами. Встановлено, що опромінення високоенергетичними електронами ФР зумовлює виражену цитотоксичну / цитостатичну активність, ефективність якої залежить від часу після опромінення. Виживаність пухлинних клітин LLC у середовищі з додаванням ФР, опромінення якого проводилося за 1 міс до проведення культуральних досліджень, знижувалася на 86 %. Через 4 міс після опромінення ФР його цитотоксичність зменшувалася, однак залишалася достатньо високою, зумовлюючи зменшення кількості живих клітин LLC на 27 %. Механізм дії опроміненого ФР на клітини LLC не визначений.

Біомедична частина досліджень проводилася відповідно до стандартизованої методики. Було проведено спеціальні дослідження щодо визначення впливу попереднього опромінення ФР на протипухлинні властивості розчиненого в ньому доксорубіцину. Експерименти проводились *in vitro* за використання лінії злоякісних клітин карциноми легені Льюїс (LLC). Було зареєстровано, що інкубація клітин LLC протягом 24 год у присутності доксорубіцину, розчиненого в неопроміненому ФР, призводить до концентраційно-залежного зменшення кількості живих клітин. Це зумовлено або інгібуванням проліферації пухлинних клітин (цитостатична дія) та / або загибеллю їх (цитотоксична дія), індукованою протипухлинним препаратом. Водночас доксорубіцин, розчинений в опроміненому ФР, призводить до посилення цитотоксичної / цитостатичної дії, яка найбільше проявляється за низьких концентрацій. Отримані результати підтверджують здатність високоенергетичного електронного опромінення розчинника підвищувати фармакологічну активність протипухлинних препаратів у діапазоні низьких концентрацій. Слід зазначити низьку варіабельність показників виживаності клітин після інкубації з доксорубіцином на опроміненому ФР порівняно з відповідними показниками з використанням неопроміненого розчинника. Таким чином, отримані результати підтверджують здатність високоенергетичного електронного опромінення розчинника підвищувати цитостатичну активність протипухлинних препаратів у діапазоні низьких концентрацій. Були проведені фірмою «Юрія-Фарм» дослідження гострої токсичності опроміненого ФР при одноразовому парентеральному введенні мишам. Результати проведеного дослідження не надають переконливих даних, які б свідчили про відмінності профілів токсичності опромінених і неопромінених ФР.

Для пояснення описаних вище результатів було використано той факт, що опромінення ФР високоенергетичними електронами стимулює утворення бабстонів – довгоживучих повітряних пухирців, оточених подвійним електричним шаром, який виникає завдяки адгезії аніонів ( $\text{Cl}^-$ ) на межі розділу вода - повітря. Утворення надлишкових бабстонів у ФР зумовлює утворення кластерів бабстонів, ініційоване силовими полями, утвореними подвійними електричними шарами бабстонів. Такі процеси і зумовлені ними зміни у ФР і можуть бути причиною модифікації оптичних спектрів ФР. Динаміка бабстонів, їхня коагуляція та утворення кластерів суттєвою мірою визначається структурою їхніх локальних подвійних електричних полів, які, в свою чергу, залежать від радіолізу в ФР та концентрації і рухливості зарядів, що входять до складу електричного оточення бабстонів.

*Подяка.* Автори роботи висловлюють свою щирю подяку співробітникам ТОВ «Юрія-Фарм» та особливо доктору медичних наук, професору, Президенту ТОВ «Юрія-Фарм» пану Миколі Івановичу Гуменюку за підтримку та надання можливості проведення наукових досліджень нових методів збільшення цитостатичних активностей протипухлинних препаратів без використання нанодомішок.

1. L. Aslamova et al. In: Medical Physics 2023. Proc. of Int. Conf., Kaunas, Lithuania, November 09 - 11, 2023 (Kaunas, 2023) p. 149.
2. М.А. Заболотний та ін. Ядерна фізика та енергетика 23(2) (2022) 131.
3. M. Kciuk et al. Cells 12(4) (2023) 659.

## ВПЛИВ ПУХЛИННО-ІНДУКОВАНОГО ЕФЕКТУ СВДКА НА РІВЕНЬ РАДІАЦІЙНО-ІНДУКОВАНИХ ПОШКОДЖЕНЬ ГЕНОМУ В НЕМАЛІГНІЗОВАНИХ КЛІТИНАХ ХВОРИХ НА ГЛІОБЛАСТОМУ

Д. А. Курінний<sup>1</sup>, О. В. Земскова<sup>2</sup>, О. М. Демченко<sup>1</sup>,  
Л. В. Неумержицька<sup>1</sup>, М. Г. Романенко<sup>1</sup>, С. Р. Рушковський<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології  
Національної академії медичних наук України», Київ, Україна

<sup>2</sup> Державна установа «Інститут нейрохірургії ім. акад. А.П. Ромоданова НАМН України», Київ, Україна

<sup>3</sup> Навчально-науковий центр «Інститут біології та медицини»

Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Центральна нервова система (ЦНС) є резистентною до впливу іонізуючого випромінювання (ІВ), проте дози, що використовуються при променевому лікуванні, можуть спричинювати як гостре, так і відтерміноване пошкодження мозкових структур. Сутність радіоіндукованого пошкодження ЦНС є багатофакторною та пов'язана як із чинниками, що характеризують мішень, дозовий режим та технологію опромінення, так і з індивідуальною відповіддю на ІВ. Відповідь людини на ІВ характеризується значною індивідуальною варіабельністю. Універсальним наслідком радіаційного навантаження вважається геномна нестабільність, що спричинюється одно- та дволанцюговими порушеннями ДНК. Сьогодні одним з найбільш перспективних методів оцінки пошкоджень ДНК є метод електрофорезу окремих клітин (Comet Assay).

*Мета.* Дослідити індивідуальну відповідь на ІВ у хворих на гліоми головного мозку за допомогою методу електрофорезу окремих клітин.

*Матеріали та методи.* Опромінення *in vitro* в дозі 1,0 Гр на G<sub>0</sub> стадії мітотичного циклу та культивування протягом 48 год лімфоцитів периферичної крові (ЛПК) 69 хворих на гліоми II - IV ступеню за WHO: IV – 57 (82,6 %), III – 7 (10,1 %), II – 5 (7,3 %); середній вік 53,7 років (28 - 70); жінок 28 (40,6 %), чоловіків 41 (59,4 %) та групи контролю – 16 умовно здорових осіб, середній вік 45 років. Метод Comet assay. В якості параметра для визначення відносного рівня пошкодження ДНК використовували показник «Tail Moment» (ТМ), який вираховується як добуток довжини «хвоста» комети і фракції тотальної ДНК. ТМ враховує як частки найменшого розміру виявленої мігруючої ДНК (що відображено в довжині хвоста комети), так і кількість релаксованих / пошкоджених великих фрагментів ДНК (інтенсивність виходу ДНК у хвостову частину). Було проведено аналіз 99700 клітин.

*Результати.* Рівень частоти клітин у стані апоптозу в неопромінених культурах ЛПК хворих на гліоми статистично значуще перевищував відповідний показник групи контролю (по групі в середньому  $9,32 \pm 2,38$  та  $1,62 \pm 0,52$  на 100 клітин відповідно). Зареєстровано статистично значущу різницю за показниками апоптичної активності в культурах лімфоцитів хворих на гліоми (частота клітин в апоптозі) до і після опромінення *in vitro*. Частота клітин у стані апоптозу в опромінених культурах ЛПК хворих на гліоми становила в середньому по групі  $20,67 \pm 3,20$  на 100 клітин. Відповідний показник групи контролю дорівнював  $4,60 \pm 1,33$  на 100 клітин.

При оцінці зміни ТМ встановлено, що реакція на опромінення в дозі 1,0 Гр у групі пацієнтів та в групі контролю була різноспрямованою. У групі контролю після опромінення ЛПК було зафіксовано статистично значуще ( $p < 0,01$ ) зростання значення ТМ в середньому по групі з  $6,30 \pm 0,40$  в неопромінених культурах ЛПК до  $12,86 \pm 0,74$  в опромінених. Це зростання пов'язано як з виникненням пошкоджень ДНК під впливом іонізуючого опромінення, так і з активацією генів репарації. У той же час, радіаційне навантаження не викликало статистично значущих ( $p > 0,05$ ) змін середньо групового значення ТМ у культурах ЛПК хворих (показник дорівнював  $6,99 \pm 0,98$  в неопромінених та  $7,47 \pm 0,86$  в опромінених культурах).

Частотний аналіз розподілу «комет» за значеннями пошкоджуваності ДНК показав наявність у неопромінених культурах лімфоцитів у всіх хворих з гліомами пулу клітин, які зупинили поділ на S стадії клітинного циклу, проте статистично значущої різниці до та після провокаційного опромінення за рівнем таких клітин не було зареєстровано ( $p = 0,000002$ ).

*Висновки.* Підвищення ефективності променевого лікування нейроонкологічних хворих та збільшення тривалості їхнього життя зумовлюють нагальну необхідність у вдосконаленні оцінки ризиків, пов'язаних із ІВ. Наша робота демонструє можливості кількісної оцінки індивідуальної відповіді на ІВ у хворих на гліоми методом електрофорезу окремих клітин. Зафіксовано статистично значущу різницю за частотним розподілом клітин у стані апоптозу до та після провокаційного опромінення *in vitro*. Результати вказують на те, що процес апоптозу, можливо, є основним процесом підтримки генетичної стабільності як при розвитку пухлино-залежного ефекту свідка, так і у відповідь на опромінення в ЛПК хворих на гліобластому. Отримані результати є підґрунтям для подальшого вивчення можливостей методу електрофорезу окремих клітин для оцінки індивідуальної відповіді на ІВ.

## A NEW COMBINED APPROACH TO THE ANALYSIS OF INDIVIDUAL FEATURES OF RADIATION-INDUCED GENOME INSTABILITY

**D. A. Kurinnyi<sup>1</sup>, O. V. Zemskova<sup>2</sup>, O. M. Demchenko<sup>1</sup>,  
M. G. Romanenko<sup>1</sup>, L. V. Neumerzhitska<sup>1</sup>, S. R. Rushkovsky<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> State Institution «National Research Center for Radiation Medicine, Hematology and Oncology, National Academy of Medical Sciences of Ukraine», Kyiv, Ukraine

<sup>2</sup> State Institution «Institute of Neurosurgery acad. A.P. Romodanova, National Academy of Medical Sciences of Ukraine», Kyiv, Ukraine

<sup>3</sup> Educational and Research Center «Institute of Biology and Medicine», Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

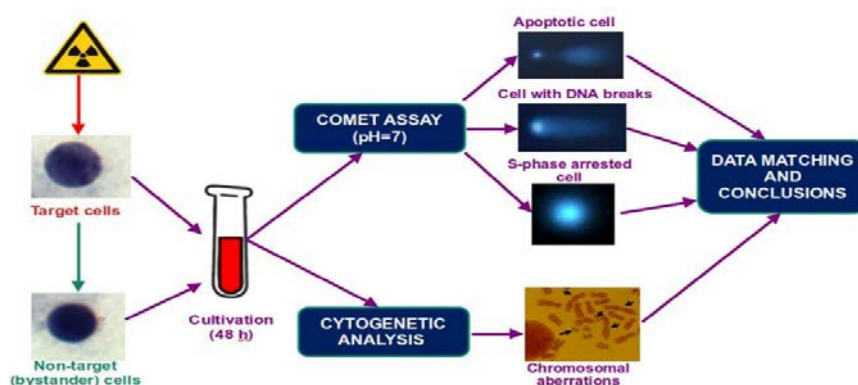
For about 50 years, the identification of specific cytogenetic markers of radiation injury (dicentric chromosomes, acentric and centric ring chromosomes) in human peripheral blood lymphocytes has been used as a standard procedure for radiosensitivity assessment and biological dosimetry after irradiation *in vivo* (e.g., after radiological emergencies) [1]. In addition, cytogenetic tests are widely applied to predict the individual response to ionizing radiation using provocative irradiation of peripheral blood lymphocytes *in vitro* (G0 - sensitivity and G2 - sensitivity assays) [2 - 4].

For all that, the results of cytogenetic analysis alone cannot provide complete information about all the features of individual radiosensitivity on the genome level. Radiation-induced chromosomal aberrations are caused by the misrepair of double-stranded DNA breaks, and their frequency depends on both the amount of radiation-induced DNA lesions and the efficiency of DNA repair systems. However, cells with high rates of DNA damage may reach the metaphase stage because they are arrested in the S-phase of the cell cycle or eliminated by apoptosis. For this reason, in some cases, the cytogenetic analysis may lead to false negative results. For example, patients with a low frequency of radiation-induced chromosomal aberrations will be classified as non-radiosensitive persons if their levels of S-phase arrested cells and apoptotic cells are ignored.

At the same time, comet electrophoresis allows separate estimation of the frequency of single- and double-stranded DNA breaks, checkpoint activity, apoptotic activity, and the rapidness of repair cell systems [5, 6]. However, the data obtained do not reflect the accuracy and quality of DNA repair processes. For example, due to erroneous repair of DNA breaks, an overall decrease in the level of DNA damage may be accompanied by an increase in the frequency of cytogenetic markers of ionizing radiation exposure (dicentric chromosomes, translocations, ring chromosomes, etc.).

To solve this problem, we proposed an approach based on a combination of classical cytogenetic analysis and the variant of single-cell electrophoresis in neutral conditions, which allows simultaneously assessing the effects of ionizing radiation on the stability of the human somatic cell genome at different levels of its organization, the correctness of repair systems, and analyzing apoptotic and checkpoint activity at different phases of the cell cycle.

The approach assumes the use of all proliferating human somatic cells. As a model, we suggest exploiting human peripheral blood lymphocytes after 48-hour of culturing to estimate the individual radiosensitivity of patients (Figure)



The assessment of individual response to ionizing radiation exposure using a combination of Comet assay and cytogenetic method (scheme overview).

The proposed interpretation of the data used for the assessment of the individual response to irradiation based on mutagenic effects is presented in the Table.

**The assessment of the individual response to irradiation**

Summary / conclusion	Amount of apoptotic cells	Amount of cells arrested in S-phase	Overall DNA yield in a comet's tail	Amount of cells with a high level of DNA damage	Frequency of chromosomal aberrations	Spectrum of chromosomal aberrations	The degree of individual sensitivity to mutagenic load
Suppressed gene activity, inhibited and chaotic DNA repair	low	low	low / medium	high	medium-low	Chromosomal rearrangements	high
High gene activity. DNA repair is active but chaotic	low	low / medium	high	low	high	Chromosomal rearrangements	high
Homeostasis is maintained by eliminating damaged cells	high	low/medium	low/medium	low	low	Chromosomal fragments	medium
	high	high/medium	medium	low	low		
Slow but accurate operation of DNA repair systems	low	high	high/medium	medium	low	Chromosomal fragments	low
Active and precise operation of DNA repair systems, low response to mutagenic effects	low	medium	high/medium	low	low	Chromosomal fragments	low

This analysis was used to assess the individual response to radiation before radiation therapy in oncological patients (e.g., including 161 patients with glioblastoma, 25 patients with breast cancer, and 16 patients with another cancer type). The findings obtained will be presented in a separate publication.

*Conclusion.* We propose an approach that combines classical cytogenetic analysis with the methods (the variant) of Comet assay. This approach allows us to assess simultaneously a vast array of the effects of ionizing radiation, namely the impact on the genome stability of human somatic cells, the correctness of the functioning of repair systems, activation of checkpoints during the S-phase of the cell cycle, and apoptotic activity. We feel that the combination of all these parameters will allow us to estimate individual human radiosensitivity more precisely.

1. P.K. Agrawala, J.S. Adhikari, N.K. Chaudhury. [Journal of Pharmacy and Bioallied Sciences 2\(3\) \(2010\) 197.](#)
2. J.D. Shadley. [Radiation Research 138 \(1994\) S9.](#)
3. D.A. Kurinnyi et al. [Cytology and Genetics 52 \(2018\) 368.](#)
4. S.O. Siri, J. Martino, V. Gottifredi. [Cancers 13\(12\) \(2021\) 3056.](#)
5. P.L. Olive, J.P. Banáth. [Nature Protocols 1 \(2006\) 23.](#)
6. A. Collins et al. [Nature Protocols 18 \(2023\) 929.](#)



# НОВІ ПІДХОДИ ДО ОЦІНКИ ВІДДАЛЕНИХ НАСЛІДКІВ РАДІАЦІЙНОГО ВПЛИВУ З ВИКОРИСТАННЯМ ПОЄДНАНОГО ТЕСТУВАННЯ ХРОМОСОМНИХ АБЕРАЦІЙ І МЕТОДУ ЕЛЕКТРОФОРЕЗУ ОКРЕМИХ КЛІТИН (COMET ASSAY)

**Д. А. Курінний<sup>1</sup>, Л. В. Неумержицька<sup>1</sup>, М. Г. Романенко<sup>1</sup>,  
О. М. Демченко<sup>1</sup>, С. Р. Рушковський<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології  
Національної академії медичних наук України», Київ, Україна

<sup>2</sup> Навчально-науковий центр «Інститут біології та медицини»  
Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Загальновідомо, що ефект віддалених наслідків канцерогенного й мутагенного впливу іонізуючого випромінювання (ІВ) залежить від індивідуальних особливостей організму, а підвищений рівень хромосомної нестабільності, індукований дією радіації, є маркером радіочутливості. Проте, чи проявляється якість радіації на радіочутливості і як довго можуть зберігатися пошкодження генома або, чи змінюється здатність клітин до відновлення ДНК із часом після впливу радіації, одним методом цитогенетичного аналізу вирішити неможливо.

Використовуючи метод цитогенетичного аналізу хромосомних аберацій (ХА) для виявлення генотоксичності і віддалених наслідків ІВ, не вдається вчасно запобігти хибно позитивних чи хибно негативних помилок, оскільки частота ХА не завжди відповідає рівню пошкоджень ДНК. Тобто велика кількість нерепарованих розривів ДНК не трансформуються в ХА. До того ж знижена активність систем репарації ДНК, високий рівень елімінації завдяки апоптозу, затримка пошкоджених клітин під час проходження «checkpoint» клітинного циклу – не відповідають адекватним результатам хромосомного аналізу. Наприклад, унаслідок помилкової репарації розривів ДНК загальне зниження молекулярних пошкоджень збільшує рівень ХА. А якщо внаслідок змін генної активності репарація ДНК йде повільно, то цитогенетичні маркери можуть не проявитися. Інакше кажучи, загальна радіочутливість клітин залежить від ефективності відповідних за стабільність геному систем і механізмів вибору шляхів відновлення пошкоджених ділянок ДНК, спричинених ІВ. Це системи контролю регуляції клітинного циклу, апоптозу, стану хроматину й регуляторних механізмів шляхів репарації. Треба зазначити також, що порушення будь-якого з механізмів репарації призводить до зростання радіочутливості конкретної клітини та організму в цілому та призводить до формування стану генетичної нестабільності. Отже, застосований нами системний підхід із використанням сумісного тестування хромосомних аберацій і методу електрофорезу окремих клітин дасть змогу наблизитися до розуміння механізмів відновлення порушень геному, спричинених ІВ в опромінених клітинах на різних рівнях його організації.

З практичної точки зору, визначення критеріїв, за якими характеризується радіаційно-індукована генетична нестабільність, є важливим етапом для встановлення індивідуальної реакції осіб, зокрема хворих на променеву терапію, працівників атомних електростанцій та медичного персоналу, контактуючого з ІВ.

*Мета роботи:* дослідити пошкодження геному лімфоцитів периферичної крові (ЛПК) людини, яка піддавалася  $\gamma$ -випромінюванню в умовах *in vitro*.

Дослідження базувалося на комплексній обробці отриманих результатів класичного цитогенетичного [1] та модифікованого нами кометного аналізу (Comet assay) [2]. Відносний рівень пошкоджених ДНК оцінювався методом електрофорезу окремих клітин у нейтральних умовах [3, 4]. Візуалізацію та аналіз препаратів проводили за допомогою люмінесцентного мікроскопа з приєднаною фотокамерою Canon D1000. Зображення обробляли з використанням програми ImageJ (imagej.nih.gov), плагіну OpenComet. Для визначення відносного рівня пошкодження ДНК використовували показник «Tail Moment» (ТМ) [3]. Оцінювання інтенсивності процесів апоптозу проводили за частотою «атипових» комет [5]. Об'єктом дослідження була культура ЛПК умовно здорових волонтерів, які на момент експерименту не мали контакту з ІВ.

Експозиція ЛПК  $\gamma$ -випромінюванням проводилася на стадії  $G_0$  дозою 1,0 Гр (випромінювач ІВL-237С з потужністю 2,34 Гр/хв). Особливістю модифікації було культивування зразків ЛПК упродовж 48 год.

Оскільки перший етап виконання запланованої НДР передбачав встановлення фонових показників, було проведено комплексні дослідження зі встановленням таких параметрів геномної нестабільності: за рівнем метилювання ДНК, інтенсивності апоптозу, кількістю клітин із високим

рівнем одно- та дволанцюгових розривів ДНК і частотою ХА в першому мітотичному циклі без мутагенного радіаційного навантаження.

Отримання метафазних пластинок здійснювалося згідно з методикою. Цитогенетичний аналіз передбачав облік усіх аберацій хроматидного та хромосомного типів. Оцінку пошкоджень ДНК проводили з використанням нейтральної версії Comet assay, що складається з таких етапів: приготування слайдів, лізис клітин і аналіз.

Результати цитогенетичного аналізу показали, що в спектрі ХА переважали хромосомні та хроматидні порушення, які склалися з парних та одиночних фрагментів. Дицентрики, ацентричні кільцеві хромосоми, міжхроматидні обміни не зареєстровано. Середньогрупова частота абераційних метафаз у ЛПК умовно здорових волонтерів становить  $1,64 \pm 0,34$  % з міжіндивідуальними коливаннями від 0,67 до 2,66 %, що відповідає спонтанному рівню хромосомного мутагенезу і дає підставу визначати цю групу придатною для подальших модельних експериментів із радіаційним навантаженням в умовах *in vitro*.

З використанням методу кометного електрофорезу («Comet assay») було визначено фонову частоту клітин, що зупинилися в поділі на стадії S-синтезу ДНК, яка дорівнювала  $9,51 \pm 0,87$  на 100 клітин із міжіндивідуальними коливаннями від  $7,11 \pm 1,21$  до  $13,56 \pm 1,07$ . Крім того, було виявлено, що середньогрупова частота клітин із сублетальним рівнем одно- та дволанцюгових розривів ДНК не перевищує  $6,34 \pm 0,72$  %, із міжіндивідуальними коливаннями від  $3,34 \pm 0,67$  % до  $9,27 \pm 0,67$  %. Визначено, що частота клітин у стані апоптозу коливається в межах від  $0,67 \pm 0,67$  до  $3,11 \pm 1,09$  на 100 клітин і становить у середньому  $0,91 \pm 0,33$  на 100 клітин, що відповідає спонтанному рівню. Визначені рівні метилювання ДНК у лімфоцитах периферичної крові умовно здорових осіб із використанням модифікованого методу кометного електрофорезу з ферментом рестрикції HpaII (5'-CCGG-3') показали, що фонові частоти пошкоджуваності та метилювання ДНК відповідає популяційним даним.

Отже, результати першого етапу експерименту зі встановленням фонових показників геномних порушень у ЛПК із використанням методів класичного цитогенетичного аналізу хромосомних аберацій та модифікованого «Comet assay» підтвердили відповідність критеріям придатності сформованої групи обстежених волонтерів для подальшого дослідження радіаційно-індукованого ефекту на цитогенетичному, геномному та епігеномному рівнях.

1. Н.Г. Горovenko, Т.Е. Зерова-Любимова. *Цитогенетичні методи дослідження хромосом людини: методичні рекомендації* (Київ, 2003) 25 с.
2. D.A. Kurinnyi et al. *Cytology and Genetics* 52(1) (2018) 40.
3. A. Azqueta, S. Langie, A. Collins. *30 Years of the Comet Assay: an Overview with Some New Insights* (Frontiers Media SA, 2015) 174 p.
4. P.L. Olive, J.P. Banáth. *Radiat. Res.* 178 (2012) 35.
5. R.C. Wilkins et al. *Cytometry* 48 (2002) 14.

## ОСОБЛИВОСТІ ВНУТРІШНЬОГО ОПРОМІНЕННЯ ТА ПРОБЛЕМИ ЙОГО ДОЗИМЕТРІЇ

**В. А. Курочкіна, Т. В. Циганок, Л. К. Бездробна**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Низка радіаційних аварій різного масштабу (Чорнобильська та Фукусіма-Даїчі АЕС, ядерний об'єкт «Відндскейл» (Великобританія), численні аварії на заводі «Маяк» (СРСР), аварійна ситуація в м. Гоянія (Бразилія) та багато інших), а також випробування ядерної зброї спричинили радіонуклідне забруднення значної території в різних частинах світу. Після викиду в атмосферу радіонукліди у вигляді опадів або пилу забруднювали території, що знаходяться на великій відстані від місця події. Крім антропогенного забруднення територій на радіаційний фоновий рівень впливають і природні радіонукліди, такі як  $^{40}\text{K}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  тощо, а також продукти їхнього розпаду. Деякі з радіонуклідів –  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{222}\text{Rn}$  тощо – здатні накопичуватися в ґрунті, воді і, як наслідок, в організмах тварин та людини, спричиняючи їхнє внутрішнє радіонуклідне забруднення. Також впливу опромінення зазнають працівники АЕС, різних радіаційно-небезпечних об'єктів, пов'язаних із дослідженням, виробництвом і переробкою радіонуклідів, та мешканці радіаційно-забруднених територій.

Інкорпоровані радіонукліди можна умовно поділити на три загальні класи. До першого класу належать радіонукліди з коротким фізичним періодом напіврозпаду. Вони спричиняють короточасне радіаційне опромінення. До цього класу належать більшість медичних ізотопів, а також багато нуклідів, що утворюються після аварій на ядерних об'єктах.

До другого класу відносяться радіонукліди з досить довгим фізичним періодом напіврозпаду, але коротким часом утримання в організмі. Найкращим прикладом цього є  $^{137}\text{Cs}$ , який має 30-річний фізичний період напіврозпаду, але його біологічний період напіввиведення в середньому 110 діб. Розчинні форми цього радіонукліда рівномірно розподіляються по організму, що призводить до рівномірного опромінення всього тіла.

Третій клас сполук є найбільш важливим із радіобіологічної точки зору. Вони мають довготривалий фізичний період напіврозпаду та утримуються в організмі довгий час. Це зумовлено їхньою хімічною природою або мішенню в організмі, з якою вони пов'язані. Наприклад, розчинні форми  $^{90}\text{Sr}$  і  $^{224, 226}\text{Ra}$  депонуються переважно в кістках. Вони зберігаються в кістковому матриксі протягом тривалого періоду часу і призводять до хронічного впливу на кістковий мозок. Водночас, інгаляційне надходження трансуранових радіонуклідів призводить до накопичення їх у легенях із подальшим переміщенням у печінку і кістки.

Період напіввиведення з організму певних радіонуклідів залежить від шляхів надходження та їхнього агрегатного стану. Так, наприклад,  $^{137}\text{Cs}$  добре розчинний і в організмі знаходиться у розчиненому стані, але якщо він потрапив інгаляційним шляхом у вигляді твердої частинки, тоді він може тривалий час утримуватися в легенях, призводячи до нерівномірного локального опромінення.

Проблема біологічної дозиметрії внутрішнього опромінення є набагато складнішою порівняно з біодозиметрією зовнішнього опромінення. По-перше, майже за усіх відомих аварійних ситуацій внутрішнє забруднення радіоізотопами супроводжується їхнім зовнішнім впливом, і останній зумовлює більшу частину отриманої дози. По-друге, специфічних пошкоджень для виокремлення ефектів зовнішнього і внутрішнього опромінення немає. По-третє, за умов інкорпорації радіонуклідів, опромінення тіла, в більшості випадків, є просторово неоднорідним та потенційно тривалим і змінним у часі (через зміну потужності дози). Окрім нерівномірного розподілу в організмі багато радіонуклідів, особливо альфа- та деякі бета-випромінювачі, нерівномірно розподіляються навіть в органах-мішенях, де депонуються, що призводить до нерівномірного опромінення клітин. В одних випадках, невелика частина клітин органу може отримати досить високі дози радіації, в той час як більша частина зазнає низьких доз опромінення або взагалі не опромінюється.

Для біологічної дозиметрії внутрішнього опромінення від нерівномірно розподілених у тілі радіонуклідів важливо враховувати те, що не тільки доза опромінення є неоднорідною, але лімфоцити, що використовуються як тест-система, також нерівномірно розподілені по всьому тілу в крові, органах, лімфатичних вузлах і лімфатичних фолікулах. Зазначені фактори роблять випадки

внутрішнього опромінення проблематичними для біологічної, зокрема цитогенетичної, дозиметрії порівняно із зовнішнім опроміненням.

Для цитогенетичної дозиметрії застосовують калібрувальні дозові залежності індукції нестабільних хромосомних обмінів із супровідним парним фрагментом у лімфоцитах людини *in vitro*, отримані при опроміненні зразків крові від еталонного джерела випромінювання за умов гострого впливу. Проте в огляді публікацій, присвячених біологічній дозиметрії внутрішнього опромінення, наголошується, що при оцінці дози, зумовленої ним, використання калібрувальних кривих, отриманих *in vitro* від зовнішнього джерела опромінення, може призводити до недооцінки поглиненої дози від інкорпорованих радіонуклідів через проходження репараційних процесів і тому є неприпустимим.

Нами була розроблена модельна експериментальна система для внутрішнього опромінення зразків крові людини  $^{137}\text{Cs}$  *in vitro* в діапазоні доз 0,09 - 0,54 Гр, яка дала нам можливість дослідити залежність виходу аберацій хромосом у лімфоцитах людини від дози внутрішнього опромінення. Проаналізовані цитогенетичні показники дали змогу побудувати криву залежності «доза - ефект» за частотою маркерів опромінення. Отримана залежність може бути застосована для оцінки поглиненої дози за радіаційних аварій з  $^{137}\text{Cs}$ , пов'язаних із внутрішнім опроміненням, на додачу до результатів фізичних вимірювань, а також як самостійний інструмент у разі відсутності таких, для орієнтовного визначення дози внутрішнього опромінення.

## НЕЙРОПСИХІАТРИЧНІ ОСОБЛИВОСТІ СТАНУ НЕРВОВОЇ СИСТЕМИ ТА ПСИХІКИ ПРИ ДІЇ МАЛИХ ДОЗ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

К. В. Куц, І. В. Перчук, З. Л. Василенко, К. Ю. Антипчук, Г. Ю. Крейніс

*Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології»  
НАМН України, Київ, Україна*

Нейропсихіатричні розлади після Чорнобильської катастрофи є етіологічно гетерогенними через комбінований вплив іонізуючої радіації в поєднанні з соціальними та традиційними факторами ризику, передусім віком. Вважається, що ці ефекти є результатом поєднання атеросклеротичних, серцево-судинних, хронічних цереброваскулярних (ХМС, «хвороба малих судин»), нейродегенеративних, демієлінізуючих, нейрозапальних та інших процесів.

Відомо, що пострадіаційний нейрокогнітивний дефіцит є одним із ключових нейропсихіатричних ефектів. На нашу думку, вплив іонізуючої радіації, зокрема в діапазоні малих доз, та вікового фактора може спричинити синергічний вплив на розвиток пострадіаційних когнітивних порушень.

*Об'єкт дослідження* – особливості нейропсихіатричної характеристики осіб, які зазнали впливу іонізуючої радіації за різних умов опромінення (57 осіб чоловічої статі, які були опромінені в дорослому віці внаслідок Чорнобильської катастрофи, та 34 особи, які зазнали професійного неаварійного опромінення з неперевищеними ГДД (працівників ДСП ЧАЕС) та впливу стресу внаслідок повномасштабної війни з РФ і перебування в окупації на ЧАЕС під контролем російських військових з 24 лютого по 31 березня 2022 р. включно), а також 37 неекспонованих осіб групи порівняння.

*Методи дослідження:* клінічні, психодіагностичні, статистичні.

*Результати та висновки.* У віддалений період після опромінення в учасників ліквідації наслідків аварії на ЧАЕС (УЛНА) домінує цереброваскулярна патологія, остеохондроз хребта та дорсопатії. Переважають хронічна ішемія головного мозку (МКХ-10: I67.8) та церебральний атеросклероз (I67.2), які у вітчизняній медицині традиційно діагностуються як «дисциркуляторна енцефалопатія» (ДЕП), запропонована у 1957 р. Г. А. Максудовим.

Переважній більшості УЛНА (91 %) діагностовано непсихотичні органічні психічні розлади у вигляді органічного астеничного розладу (МКХ-10: F06.6) та органічного розладу особистості (F07). У віддалений період після опромінення психопатологія характеризується монотонністю, легкими когнітивними порушеннями (Mild Cognitive Impairment, MCI), нівелюванням особистісних рис («сплощенням» особистості), вираженою астеничною та негативною (дефіцитарною) психопатологічною симптоматикою (звуження кола інтересів; зниження соціальної активності; зменшення залученості до того, що відбувається; інактивність тощо).

Таким чином, у віддалений період опромінення у дорослому віці (УЛНА) церебральна патологія переважно представлена хронічними судинно-дегенеративними захворюваннями. Характерною особливістю нейропсихіатричної патології у віддалений період після опромінення є її висока коморбідність, яка зростає з радіаційною дозою, що також свідчить про радіаційно-асоційований характер даної патології.

Також виявлено, що зі зростанням виразності тривожно-депресивної симптоматики в групі УЛНА погіршуються когнітивні функції головного мозку за типом надлишкового, неефективного, неекономного залучення церебральних ресурсів при обробці релевантної інформації, що є ознакою психофізіологічної дезадаптації та психоемоційного виснаження. Вищезазначене зумовлює необхідність подальших досліджень з метою своєчасного виявлення ознак дезадаптивного нейрокогнітивного дефіциту (деменції).

Основні хвороби нервової системи і соматоневрологічні розлади у працівників ДСП ЧАЕС переважно представлено хронічною цереброваскулярною патологією в стадії компенсації, остеохондрозом хребта (M42) та дорсопатіями (M54). Частота церебрального атеросклерозу (I67.2) в групі ДСП ЧАЕС виявилася значно нижчою ( $p < 0,001$ ), ніж в УЛНА. За частотою коморбідних соматоневрологічних розладів групи обстеження між собою достовірно не відрізнялися, хоча наявні деякі тенденції до збільшення частоти їх у групі УЛНА.

Також у групі ДСП ЧАЕС у 75 % осіб було виявлено психічні та поведінкові розлади, що менше, ніж у групі УЛНА (91 %).

Майже у 2/3 випадків діагностовано непсихотичні органічні психічні розлади, що менше, ніж в УЛНА ( $p < 0,01$ ). У 58 % обстеженої групи працівників ДСП ЧАЕС було виявлено невротичні, пов'язані зі стресом, та соматоформні розлади (F40-F48), а в групі УЛНА – жоден обстежуваний ( $p < 0,001$ ). Ріст даної групи розладів психіки та поведінки в групі ДСП ЧАЕС відбувався переважно за рахунок посттравматичного стресового розладу (ПТСР). Група осіб, які за даними нейропсихіатричного тестування за шкалою PCL-5 виявили підвищений ризик ПТСР, становить 7 осіб, або 30 % обстежуваної вибірки. Такі розлади не були виявлені в жодному випадку у групі УЛНА.

Таким чином, у працівників ДСП ЧАЕС, які перебували в умовах окупації російськими військами на ЧАЕС у 2022 р., церебральна патологія переважно представлена хронічною цереброваскулярною патологією; непсихотичними органічними психічними розладами; в групі ДСП ЧАЕС продовжує спостерігатися ексцес невротичних, пов'язаних зі стресом, соматоформних розладів, переважно за рахунок ПТСР, тоді як у групі УЛНА переважали непсихотичні органічні психічні розлади. Характерною особливістю психічної патології у працівників ДСП ЧАЕС є суттєвий рівень її коморбідності. Дана група працівників ДСП ЧАЕС потребує подальшого нейропсихіатричного моніторингу та за необхідності – психологічної реабілітації і/або лікування у психіатра (психотерапевта).

# ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ОБҐРУНТУВАННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ ВПЛИВУ БІНАРНИХ ПРОМЕНЕВИХ ТЕХНОЛОГІЙ НА ЗЛОЯКІСНІ КЛІТИНИ ЛЮДИНИ *IN VITRO*

**Г. Й. Лавренчук, В. В. Талько, А. В. Чернишов, І. Р. Дмитрієва**

*Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології  
Національної академії медичних наук України», Київ, Україна*

Основною причиною смерті від раку в усьому світі є рак легень [1]. Варіанти лікування раку легень в основному покладаються на хіміопроменеву терапію, хірургічне втручання, таргетну терапію або імунотерапію, які виявляють неоптимальну ефективність через серйозні побічні ефекти, стійкість до ліків і навіть рецидиви [2]. Понад 80 % усіх випадків становить недрібноклітинний рак легень (аденокарцинома, плоскоклітинний рак і крупноклітинний рак); незважаючи на значний прогрес у дослідженнях і лікуванні 5-річна виживаність хворих на цей тип раку легень становить лише 10 - 20 % [3].

Променева терапія є одним з основних методів лікування злоякісних новоутворень, який потребують від 50 до 80 % хворих на рак легень [4]. На сучасному етапі впроваджуються надзвичайно технічно складні та високовартісні пристрої для опромінення. Водночас існує нагальна потреба у розробці нових і ефективних методів променевої терапії з порівняно низькою вартістю опромінювальної апаратури, можливістю її масового застосування в медичних установах, а також у проведенні доклінічних досліджень з визначення біологічних ефектів у злоякісних клітинах людини при застосуванні бінарних технологій, зокрема із залученням методу біоіндикації на клітинній культурі [5].

*Мета роботи:* дослідження структурних та морфо-функціональних змін у тест-системі злоякісних клітин недрібноклітинного раку легень людини (лінія А-549), що знаходяться у стані спокою (стаціонарній фазі росту) при поєднанні рентгенівського випромінювання з гадолінійвмісним фотон-захоплювальним агентом «Дотавіст» та червоного світла (630 нм) із фотосенсибілізатором «Фотолон».

Тест-системою клітин у стані спокою (стаціонарній фазі росту) вважали культури клітин А-549 на 6-ту добу культивування, конфлуентність яких досягала 80 - 90 %. Структурні та морфофункціональні зміни у культурі клітин вивчали на 7-му та 8-му добу культивування за показниками життєздатності (виживаності). На 8-му добу культивування вплив рентгенівських променів у дозі 10 Гр одночасно з фотон-захоплювальним агентом «Дотавіст» в концентрації 100 мкл/мл (29,7 мг гадотерової кислоти) призводив до зменшення кількості життєздатних клітин до 17 %, червоного світла (630 нм) у поєднанні з фотосенсибілізатором «Фотолон» у концентрації 200 мкл/мл - до 27 %. За умов поєднання застосованих бінарних технологій кількість життєздатних клітин зменшувалася на 90 %.

Результати експериментального дослідження *in vitro* із застосуванням тест-системи культури клітин недрібноклітинного раку легень лінії А-549 показали досить високу ефективність поєднання бінарних технологій щодо девіталізації злоякісних клітин, які знаходяться у стані спокою (стаціонарній фазі росту).

Підвищення ефективності подолання резистентності злоякісних пухлин як до протипухлинних препаратів, так і до впливу радіаційного та інших фізичних чинників становить одну з актуальних проблем клінічної та експериментальної онкології і з огляду на мультимодальність канцерогенезу вимагає удосконалення методів доклінічного дослідження та стратегії лікування [6].

1. R. Zheng et al. *Sci Bull (Beijing)* 29 (2023) 2095.
2. A. Crous, H. Abrahamse. *Front. Pharmacol.* 30(13) (2022) 932098.
3. J. Kordiac et al. *Nutrients* 14(7) (2022) 1361.
4. E. Rosenblatt, E. Zubizarreta. *Radiotherapy in Cancer Care: Facing the Global Challenge* (Vienna: IAEA, 2017) 578 p.
5. О.Д. Почапінський, Г.Й. Лавренчук, Н.П. Атаманюк. *Проблеми радіаційної медицини та радіобіології* 26 (2021) 204.
6. M. Sproull et al. *Radiat. Res.* 200 (1) (2023) 80

## ТРИЕТАПНИЙ СКРИНІНГ ПОТЕНЦІЙНО ПРІОНОПОДІБНИХ БІЛКІВ РОСЛИН, ЯКІ УТВОРЮЮТЬСЯ В УМОВАХ СЕРЕДОВИЩНОГО СТРЕСУ

**С. В. Літвінов<sup>1</sup>, Н. М. Рашидов<sup>1</sup>, Н. К. Куцоконь<sup>1</sup>, М. М. Данченко<sup>2</sup>, М. В. Кривохижа<sup>2</sup>,  
Л. В. Худолєсва<sup>1</sup>, О. Г. Нестеренко<sup>3</sup>, Ю. А. Хома<sup>1</sup>, В. І. Сакада<sup>1</sup>, В. В. Бережна<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Інститут клітинної біології та генетичної інженерії НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Інститут генетики рослин та біотехнології Словацької Академії наук, Братислава, Нітра, Словаччина

<sup>3</sup> Національна дослідницька рада Іспанії, Гранада, Іспанія

Пріони та пріоноподібні білки активно вивчаються вже більше чотирьох десятиліть. Спочатку відкриті як нетипові інфекційні агенти летальних захворювань ссавців, позбавлені нуклеїнових кислот, але здатні до мультиплікації через каталіз конформаційного перетворення нормальної форми білка в пріонну форму, сьогодні пріоноподібні білки розглядаються також з точки зору їхньої функціональної ролі у широкого спектра видів живих організмів [1]. Наукові уявлення про пріоноподібні білки значно розширилися завдяки вивченню їхнього зв'язку з іншими подібними білками – амілоїдогенними протеїнами, а також завдяки відкриттю гомологічних та унікальних амілоїдогенних / пріоноподібних білків у бактерій, грибів та рослин.

В останні роки значний інтерес викликає питання трансмісії пріоноподібних білків по харчових ланцюгах від рослин до тварин, а також можливі наслідки такої трансмісії. Імовірність передачі по харчових ланцюгах істотно зростає в умовах стресу [2], що може призводити до накопичення у рослинних тканинах пріоноподібних білків. У зв'язку з цим важливим аспектом вивчення пріоноподібних білків є виділення з рослин, що зазнали дії абіотичних стресових факторів, амілоїдогенних та потенційно пріонних білків.

Наскільки зараз відомо, неможливо передбачити пріонні властивості протеїну за його первинною амінокислотною послідовністю. Тому необхідний скринінг протеому стресованих рослин на наявність у ньому амілоїдогенних / пріоноподібних білків. «Золотим стандартом» методів визначення наявності білків із пріонними властивостями вважається рентгенівська кристалографія (визначення  $\beta$ -конформації). Але це дорогий і трудомісткий спосіб, що вимагає наявності вже виділених і очищених пріоноподібних білків у достатній кількості. Можливий і інший шлях – пошук амілоїдних агрегатів у рослинному матеріалі з подальшою ідентифікацією білків, що їх утворюють. У своїй роботі ми застосовуємо з цією метою спектроскопічні та мікроскопічні методи, використання яких організовано за принципом двох етапів «відсіювання» варіантів досліду з наступною ідентифікацією пріоноподібних білків у тих варіантах, що пройшли відбір.

На першому етапі збирається рослинний матеріал усіх варіантів досліду з впливом певного стресора різної інтенсивності та / або тривалості дії на рослини. Матеріал висушується та подрібнюється до стану дрібнодисперсного порошку. Потім проводиться ATR-FTIR спектроскопія одержаних зразків. У знятих спектрах визначають відношення площ піків Amid I та Amid II. Статистично достовірне зниження цього показника порівняно з контролем є маркером можливого утворення амілоїдних агрегатів [3]. Для подальшого аналізу відбирають лише варіанти, що достовірно відрізняються від контролю. На наступному етапі проводять дослідження на флуоресцентному та поляризаційному мікроскопі препаратів із відібраних варіантів із використанням стандартних методів фарбування специфічними до амілоїдів барвниками тіофлавіном Т (гістологічні препарати) і Конго червоним (екстраговані метанольним методом білки, денатуровані SDS). Для ідентифікації відбирають ті варіанти, відібрані на першому етапі, у яких мікроскопічне дослідження показало наявність амілоїдних комплексів. Нарешті, на останньому етапі очищені за допомогою SDS та мурашиної кислоти амілоїдогенні білки із зруйнованих ультразвуком амілоїдних комплексів ідентифікують за допомогою мас-спектрометрії. Ідентифіковані білки надалі можуть бути вивчені щодо наявності у них пріонної активності.

Таким чином, запропонована та випробувана нами схема триетапного скринінгу амілоїдогенних білків дає змогу ефективно та економно вирішувати завдання ідентифікації пріоноподібних білків, які синтезуються у рослинах в умовах середовищного стресу.

1. K. Antonets et al. PLoS. Biol. 18 (2020) e3000564.
2. T. Audas et al. Developmental Cell. 39 (2016) 155.
3. J. Milošević, R. Prodanović, N. Polović. Molecules 26(4) (2021) 970.



# ТРАНСФОРМАЦІЯ СОЦІАЛЬНОГО ТА ПСИХІЧНОГО ЗДОРОВ'Я ПІД ЧАС ВІЙНИ

**В. А. Прилипко, Ю. Ю. Озерова, М. М. Морозова**

*Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології НАМН України», Київ, Україна*

Міждисциплінарні дослідження вивчення здоров'я людини завжди були і є актуальними, зокрема здоров'я людини як соціальна цінність; інтелектуальне забезпечення збереження здоров'я [1]. «Філософія цілісності» здоров'я зумовлює необхідність розгляду людини як частини соціоєкосистеми, яка активно на неї впливає й одночасно зазнає зворотної дії з її боку [2]. М. Рокіч визначає цінності, як стійке переконання в тому, що певний спосіб поведінки чи кінцева мета існування має потенційне значення з особистого погляду, на відміну від протилежного чи зворотного способу поведінки або кінцевої мети існування [3]. Значення цінності здоров'я в свідомості людини – це перша ланка у побудові стратегії подальшої самозбережувачої поведінки [4].

Широкомасштабна війна, окупація зони відчуження і Запорізької АЕС внесли суттєві корективи в умови життя людей, змінили сприйняття факторів ризику для життя і здоров'я населення України. У 2019 - 2021 рр. для населення зони спостереження (ЗС) АЕС основним фактором формування здоров'я був радіаційний. В умовах сьогодення найбільшу загрозу населенню становлять: війна в країні в цілому, загроза аварії на АЕС, обстріли.

*Мета роботи:* вивчити ціннісні орієнтації, настанови, рівень соціально-психологічної напруги населення в ЗС АЕС та чинники їхнього формування в період воєнного стану.

*Методи дослідження:* соціологічні, соціально-психологічні, математичні.

Війна внесла свої корективи в перелік надзвичайних ситуацій (НС) порівняно з дослідженнями, що проводились у 2021 р. За результатами опитування населення ЗС Південноукраїнської АЕС (ПАЕС) у 2023 р., ризик виникнення НС різного походження доволі великий, що і викликає відчуття занепокоєності. Найбільше відчуття небезпеки викликають НС безпосередньо пов'язані з війною в країні в цілому, загроза аварії на АЕС та загроза обстрілів. Загальний показник занепокоєності вищий у сільського населення порівняно з населенням м. Вознесеньк.

З початком агресивної війни росії проти України, коли постало питання щодо елементарного виживання, відбулася реструктуризація ієрархії термінальних цінностей – цінність незалежність і свобода з 5-го місця до війни посіла 2-е місце (рис. 1 і 2). Відбулася згуртованість перед спільною загрозою, проте кожна людина реагує на дану загрозу індивідуально, у той спосіб, який найбільше відповідає особистісній індивідуальній ієрархії цінностей. Ієрархія інструментальних цінностей майже не зазнала змін [5].

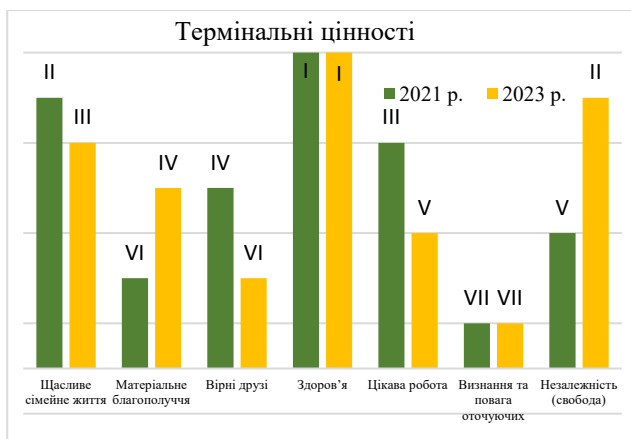


Рис. 1. Зміна ієрархії термінальних цінностей населення ЗС ПАЕС за роками.

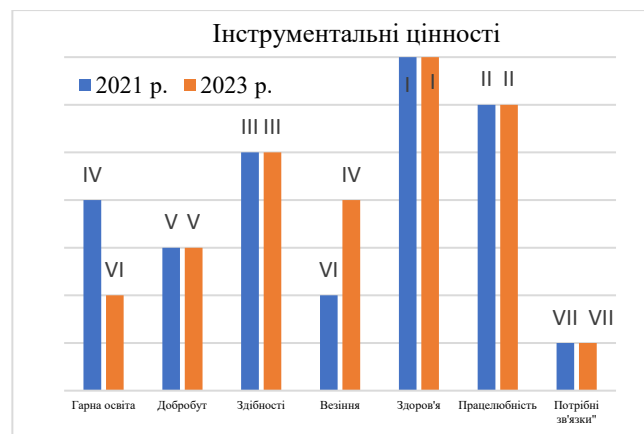


Рис. 2. Зміна ієрархії інструментальних цінностей населення ЗС ПАЕС за роками.

Для населення ЗС ПАЕС вибір цінностей - цілей у своєму житті, таких як незалежність, свобода та щасливе сімейне життя, пов'язується з показниками тесту життєстійкості. Вибір цінності здоров'я, як головної мети у житті, корелює з чинниками занепокоєності щодо виникнення ряду НС та чинниками, що впливають на стан здоров'я. Вибір незалежності і свободи за мету свого існування під час російської агресії має прямий вплив на формування життєстійкості, як загального показника, так і

шкал психічної стабільності та фізичного здоров'я. Це є найкращим поєднанням зміни свідомості та концентрації життєвих ресурсів.

Населення ЗС ПАЕС має хороший загальний рівень життєстійкості, психологічної стабільності та показника підтримки фізичного здоров'я. Показники змінюються залежно від статті, віку, сімейного стану та освіти. У міського населення ЗС усі три показники вищі порівняно з сільським населенням. У всіх групах опитаних психологічна стійкість є вищою за показник підтримки фізичного стану. Високий показник психологічної стійкості можливо зумовлюється гострою зацікавленістю респондентів до того, що відбувається навколо (72,1 %) і їхньою співучастю в подіях. Близько 27,9 % відчують себе корисними, 36,1 % впевненні у своїх рішеннях, 55,7 % респондентів мають плани на майбутнє, 42,6 % респондентів вважають, що вони мають вплив на хід свого життя в умовах сьогодення.

Рівень соціально-психологічної напруженості населення ЗС ПАЕС за період воєнного стану зріс порівняно з довоєнним часом за середніми показниками психодіагностичних тестів GHQ 28, реактивної тривожності. За даними дослідження 2023 р. загальний середній показник стану психічного здоров'я у населення ЗС ПАЕС становить ( $55,77 \pm 1,40$ ). Серед шкал GHQ 28 на першому місці за величиною середнього показника – шкала тривоги ( $15,93 \pm 0,61$ ), на другому – шкала соціальної дисфункції ( $15,85 \pm 0,37$ ), на третьому – шкала соматизації ( $15,37 \pm 0,45$ ) і на четвертому – шкала депресії ( $8,60 \pm 0,38$ ) (рис. 3).

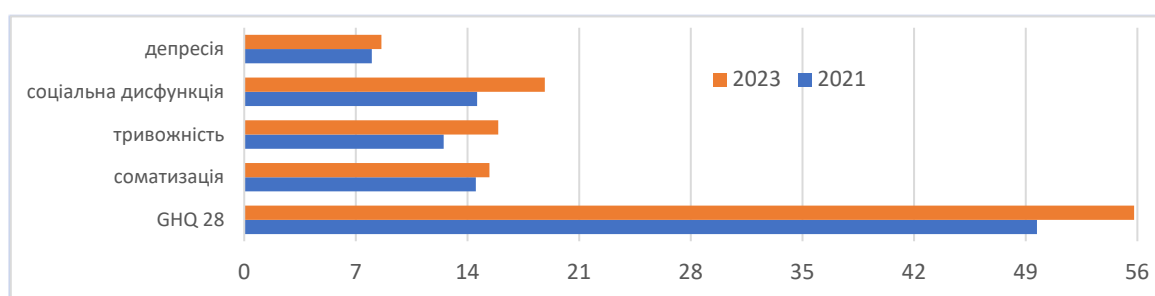


Рис. 3. Зміни показників тесту психічного здоров'я GHQ 28 у населення ЗС ПАЕС за роками.

Змінилася структура шкал GHQ 28 порівняно з доаварійним періодом: на першому місці шкала тривоги, на другому – соціальної дисфункції і на третьому – шкала соматизації.

Середні показники у різних груп населення достовірно відрізняються залежно від місця проживання респондентів в ЗС, статі, сімейного стану: кращі у міського населення порівняно з сільським, у чоловіків порівняно з жінками і у одружених порівняно з неодруженими, розведеними та вдівцями. Занепокоєність щодо військових дій і можливої аварії на ЧАЕС, рівень тривожності і соціальної дисфункції вищі у жінок.

У зв'язку з воєнним станом змінилися чинники, що загалом впливають на здоров'я населення. Серед них максимально впливають на стан здоров'я: наслідки війни, радіаційна ситуація, матеріальний добробут, невизначеність у завтрашньому дні.

Загальні середні показники шкал GHQ 28, що характеризують соціально-психологічний стан людини, корелюють із середніми оцінками чинників, що впливають на здоров'я за самооцінками населення. Більш високі коефіцієнти кореляції між середніми показниками GHQ 28 та чинниками: наслідки війни, зміна соціального статусу, невизначеність у завтрашньому дні, рівень медичного забезпечення АЕС. Нижчі коефіцієнти кореляції між радіаційною ситуацією, матеріальним добробутом, способом життя та середнім показником GHQ 28. Таким чином, за два роки повномасштабної війни відбулася трансформація ієрархії цінностей, зміна показників психічного здоров'я та основних факторів, що впливають на формування здоров'я.

1. Ю.Д. Бойчук. *Загальна теорія здоров'я та здоров'язбереження* (Харків: Вид-во Рожко С. Г., 2017) 488 с.
2. Ю.Д. Бойчук. Вісник ХНПУ 40(1) (2013) 268.
3. С.В. Матяж, А.О. Березянська. Наукові праці. Соціологія 213(225) (2013) 124.
4. Д.В. Місенг. Актуальні проблеми психології XI(19) (2019) 518.
5. В.А. Прилипко та ін. Проблеми радіаційної медицини та радіобіології 26 (2021) 614.

## ПІДСУМКИ 40-РІЧНОГО ЕПІДЕМІОЛОГІЧНОГО МОНІТОРИНГУ ЗЛОЯКІСНИХ НОВОУТВОРЕНЬ У МЕШКАНЦІВ ТЕРИТОРІЙ, РАДІОАКТИВНО ЗАБРУДНЕНИХ ВНАСЛІДОК АВАРІЇ НА ЧАЕС

**А. Є. Присяжнюк, Н. А. Гудзенко, М. М. Фузик,  
О. М. Хухрянська, С. А. Даневич, Н. Г. Бабкіна**

*ДУ «Національний Науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології НАМН України»,  
Київ, Україна*

Систему обліку злоякісних новоутворень (ЗН) в Україні було засновано ще у 1932 р., що надало змогу здійснювати облік хворих на цю патологію задовго до аварії на ЧАЕС. Форс-мажорна ситуація, що склалася безпосередньо після аварії на забруднених радіонуклідами територіях, спонукала провести аналіз частоти ЗН у їх мешканців не тільки після, але і до цієї події, починаючи з 1980 р. Це дало змогу дати коректні оцінки часовим моделям захворюваності на цю патологію у до- та післяаварійний періоди спостереження, а також виявити перші випадки тих нозологічних форм раку, які могли бути зумовлені наслідками радіаційного опромінення.

*Мета досліджень* – визначення частоти та радіаційного ризику ЗН у віддаленому післяаварійному періоді у мешканців найбільш забруднених радіонуклідами територій (РЗТ). Матеріали Національних доповідей свідчать про суттєві коливання величин середніх зважених доз опромінення всього тіла населення досліджуваних територій: від 7,6 мЗв в Іванківській до 37,3 мЗв у Поліській територіальних громадах Київської області і від 22,4 мЗв в Овруцькій до 45,8 мЗв у Народицькій територіальних громадах Житомирської області. Наведені дані свідчать про те, що величини доз опромінення всього тіла на зазначених територіях належать до малих значень.

Інша ситуація відмічена щодо середніх поглинутих щитоподібною залозою доз за рахунок  $^{131}\text{I}$  осіб віком 0 - 18 років: у територіальних громадах: Бородянській – 161 мГр, Іванківській – 199 мГр, Поліській – 778 мГр, Лугинській – 318 мГр, Народицькій – 1559 мГр, Овруцькій – 533 мГр.

Чисельність населення у вищевказаних громадах на час аварії на ЧАЕС становила 360700 осіб, включаючи 74400 дітей у віці 0 - 14 років. У 2021 р. населення шести територіальних громад становило 173200 осіб, включаючи 28100 дітей. З 1980 по 2021 рр. на даних територіях було зареєстровано 29803 випадки із вперше в житті встановленим діагнозом ЗН.

*Результати.* Перші три випадки раку щитоподібною залозою (РЦЗ) у дітей, які мешкали у досліджуваних районах, було діагностовано в 1990 р. Вони фактично були дозорною подією (*sentinel event*), що передувала настанню епідемії цього захворювання. Це дало підстави для віднесення їх до категорії радіаційно зумовлених. Захворюваність на РЦЖ мешканців РЗТ впродовж досліджуваного періоду (1990 - 2021 рр.) в 1,3 раза перевищує очікуваний рівень (SIR становить 130,5 % (95 % ДІ: 119,6 - 141,4)), що віддзеркалює негативні наслідки радіаційного опромінення щитоподібною залозою.

Рівень захворюваності на ЗН усіх нозологічних форм населення РЗТ як у доаварійний період, так і після аварії залишається нижчим порівняно з національними показниками. Дані регресійного аналізу динамічних тенденцій захворюваності на всі форми ЗН мешканців РЗТ чоловічої та жіночої статей ( $b = 6,30 \pm 1,2$  та  $b = 2,17 \pm 0,34$ ) за перший порівнювальний період (1980 - 1992 рр.) статистично не відрізняються від тенденцій по країні в цілому ( $b = 4,48 \pm 0,31$  та  $b = 1,88 \pm 0,18$ ) і являють собою зростаючий тренд. У другому періоді, що аналізується (1993 - 2021 рр.), на РЗТ у чоловіків відмічено зменшення рівня захворюваності ( $b = -0,47 \pm 0,49$ ), а у жінок – його зростання ( $b = 1,26 \pm 0,36$ ).

Щодо окремих форм пухлин, слід зазначити такі особливості динаміки захворюваності. Як в Україні в цілому, так і на РЗТ відбувалося зростання показників захворюваності чоловіків на рак ротової порожнини та глотки, передміхурової залози, жінок – молочної залози і тіла матки, а в обох гендерних групах – на рак прямої та ободової кишки, нирки, головного мозку, щитоподібною залозою.

Для окремих форм пухлин відмічено зростання показників до певного періоду із наступним їх зменшенням – стравоходу (1991 - 1995 рр.), гортані (1986 - 1990 рр.), трахеї, бронхів, легенів (1986 - 1990 рр.), ЗН лімфоїдної, кровотворної та споріднених тканин (1986 - 1990 рр.).

Як і загалом в Україні, зазначено стійку достовірну тенденцію до зменшення захворюваності на рак губи і шлунка.

На відміну від національних тенденцій, що свідчать про зростання частоти раку шийки матки, на РЗТ відмічено зменшення захворюваності на цю патологію.

*Висновок.* Отримані результати свідчать про радіаційну зумовленість РЦЗ у населення РЗТ. У цілому динамічні тренди захворюваності на ЗН населення цих територій, за винятком раку шийки матки, збігаються із національними трендами.

## **ХРОНІЧНЕ ОПРОМІНЕННЯ МАЛИМИ ДОЗАМИ РАДІАЦІЇ: ПАТОЛОГІЧНІ ТА КОМПЕНСАТОРНІ РЕАКЦІЇ СИСТЕМИ КРОВІ РЕФЕРЕНТНИХ ВИДІВ ДРІБНИХ ГРИЗУНІВ**

**Н. К. Родіонова, А. І. Липська, Н. М. Рябченко, О. О. Бурдо, О. Б. Ганжа**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Порушення в екосистемах внаслідок радіонуклідного забруднення є глобальною проблемою, що має антропоцентричний та екоцентричний характер, оскільки негативні зміни в довкіллі оцінюються щодо умов існування людства та біоти. Порушення технологічних процесів на АЕС та в роботі ядерних установок внаслідок воєнної агресії РФ в Україні може призвести до потрапляння аварійних радіонуклідів у навколишнє середовище та погіршити радіаційну обстановку. Незважаючи на значний масив експериментальних даних, що були отримані в дослідженнях наслідків широкомасштабних аварій (ЧАЕС та Фукусіма 1), на сьогодні у науковій спільноті немає єдиної думки щодо медико-біологічних наслідків впливу хронічного опромінення із значним вкладом внутрішньої компоненти за рахунок постійного надходження радіонуклідів різної тропності. З одного боку, дослідження біологічних об'єктів на забруднених територіях свідчать про негативні наслідки на різних рівнях організації біологічних систем, з іншого – про формування ознак радіоадаптації: як на індивідуальному, так і популяційному рівні.

*Мета роботи:* оцінка реакційної здатності та наявності патологічних змін у кровотворній системі референтних видів дрібних гризунів за хронічного впливу малих доз іонізуючого випромінювання низької потужності.

*Об'єкт дослідження:* кровотворна система референтного виду дрібних гризунів – нориці рудої (*Myodes glareolus*) з умовно «чистих» територій чорнобильської зони відчуження (ЧЗВ).

Методи дослідження: радіометричні,  $\gamma$ - $\beta$ -спектрометричні, гематологічні, цитогенетичні, статистичні.

Дослідні тварини мешкали на полігонах, розташованих в «умовно» чистих локаціях ЧЗВ, потужність експозиційної дози не перевищувала 25 мкР/год, щільність потоку  $\beta$ -частинок становила 8 - 11 част/(хв·см<sup>2</sup>). Спектрометричні дослідження тварин реєстрували низький вміст інкорпорованих радіонуклідів <sup>137</sup>Cs та <sup>90</sup>Sr. Сумарні дози опромінення тварин становили до 20 мкГр/доба, що дає змогу віднести їх до діапазону малих доз. Установлено, що дозові навантаження у тварин не перевищують безпечний пороговий рівень радіаційного впливу для ссавців, рекомендований МКРЗ (ICRP, 2008).

Проте, при обстеженні системи крові тварин реєстрували дисбаланс у системі гемопоезу, різнонаправлені зміни параметрів кровотворних органів та периферичної крові. У кровотворних органах (кістковому мозку та селезінці) відмічали дуальні зміни як реакційного, так і пошкоджуючого характеру. Реакційні зміни у цілому можна охарактеризувати як компенсаторно-адаптаційні. У кістковому мозку відмічали збільшення вмісту клітин низького рівня диференціювання (бластних пулів), а також прискорення процесів дозрівання клітин еритроїдного ряду, в селезінці – розширення плацдарму кровотворення. Поряд із цим виявляли клітини з патологічними змінами, що зумовлені порушенням процесів проліферації та дозрівання клітин, так і апоптозу: еритроцити периферичної крові з включенням ядерної речовини (тільця Жолі); еритрокаріоцити кісткового мозку з мікроядрами, каріорексисом та каріопікнозом, пікнотизовані лімфоцити у селезінці.

Отже, в умовах хронічної дії малих доз радіації у тварин із природних популяцій не всі зміни в системі крові можна повною мірою розглядати як патологічні, деякі із них можуть бути зумовлені розвитком адекватних компенсаторних реакцій.

# ОЦІНКА СТАНУ ГЕМОПОЕТИЧНОЇ СИСТЕМИ ЩУРІВ W1STAR, ОПРОМІНЕНИХ У СУБЛЕТАЛЬНІЙ ДОЗІ, ЗА ДОПОМОГОЮ КУЛЬТУРИ КЛІТИН *IN VIVO*

**І. З. Руссу, Д. І. Білько, Н. М. Білько**

*Національний університет «Києво-Могилянська академія», Київ, Україна*

Зазвичай дія іонізуючої радіації на організм людини та ссавців критичною мірою проявляється саме у системі кровотворення. Унаслідок цього впливу порушується функціонування системи гемопоезу, зокрема може зростати кількість ранніх форм кровотворних клітин у периферійній крові. У нормі гемопоетичні стовбурові клітини та клітини-попередники у незначній кількості присутні у периферійній крові, оскільки вони циркулюють між різними осередками кровотворення в організмі. Проте іонізуюче опромінення, як і деякі інші фактори, здатне суттєво впливати на вихід незрілих форм клітин із кісткового мозку. Отже, актуальним є вивчення стану системи кровотворення при опроміненні як на рівні кісткового мозку, так і на рівні периферійної крові.

*Мета роботи:* оцінка вмісту гемопоетичних клітин-попередників у периферійній крові щурів, опромінених у сублетальній дозі, за допомогою культури клітин у гелевих дифузійних камерах *in vivo*.

Дослідження було проведено із використанням щурів Wistar, опромінених у сублетальній дозі (6 Гр). Модель опромінення лабораторних тварин було розроблено в Інституті експериментальної патології, онкології і радіобіології ім. Р. Є. Кавецького НАН України. Усі маніпуляції з тваринами проводили відповідно до вимог біоетики, а також міжнародного та національного законодавства щодо гуманного поводження з лабораторними тваринами.

Ефективним методом виявлення гемопоетичних стовбурових клітин є культивування мононуклеарів у культурі клітин, при якому клітини із високим проліферативним потенціалом дають початок колоніям-клонам. З цією метою було використано культивування у культурі дифузійних камер *in vivo* [1]. Забір периферійної крові проводили гепаринізованим шприцом із правого передсердя щура. Мононуклеари вилучали за допомогою градієнта щільності Histopaque, після чого їх відмивали і змішували із живильним середовищем та напіврідким агаром. Підготовлену таким чином суспензію культивували у гелевих дифузійних камерах із використанням у якості реципієнтів мишей лінії СВА. Після цього камери вилучали та досліджували під інвертованим мікроскопом, проводячи облік кількості отриманих колоній.

Відомо, що дія іонізуючої радіації у високих дозах зумовлює різке падіння кількості клітин у периферійній крові. Для відновлення кровотворення гемопоетичні стовбурові клітини кісткового мозку, які знаходилися у стані спокою, переходять до проліферації та подальшого диференціювання. Аналіз результатів культивування мононуклеарів периферійної крові щурів, опромінених у сублетальній дозі, дав змогу зробити висновки про підвищений рівень гемопоетичних стовбурових клітин та клітин-попередників, що циркулюють у кровоносному руслі цих тварин. Виявлення ранніх форм кровотворних клітин у периферійній крові може свідчити про ступінь радіаційного ушкодження гемопоезу на рівні кісткового мозку.

Отже, показовим був підвищений вихід незрілих форм клітин у кровоносне русло під впливом іонізуючого опромінення у сублетальній дозі, що в нормі зазвичай спостерігається у незначній мірі. Отримані нами дані узгоджуються із результатами досліджень клітин периферійної крові осіб, опромінених внаслідок аварії на ЧАЕС [2]. Крім того, подібні результати було також отримано при вивченні периферійної крові мишей, опромінених у сублетальній дозі [3].

Ця робота була підтримана грантом від Simons Foundation.

1. Д. Білько та ін. Проблеми радіаційної медицини та радіобіології 26 (2021) 235.
2. N. Bilko et al. Experimental Oncology 38 (2016) 242.
3. І. Руссу, Д. Білько, Н. Білько. Проблеми радіаційної медицини та радіобіології 28 (2023) 216.

# ДИНАМІКА ГЕНОТОКСИЧНИХ ЕФЕКТІВ У КЛІТИНАХ КІСТКОВОГО МОЗКУ НОРИЦІ РУДОЇ З УМОВНО «ЧИСТИХ» І РАДІАЦІЙНО ЗАБРУДНЕНИХ ЛОКАЦІЙ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ

**Н. М. Рябченко, О. О. Бурдо, А. І. Липська**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

В останні роки активізація міжнародних та вітчизняних досліджень стану природних популяцій дрібних ссавців у чорнобильській зоні відчуження (ЧЗВ) зумовлена необхідністю одержання нових актуальних знань щодо наслідків для біоти хронічного радіонуклідного забруднення довкілля, зокрема генетичних ефектів, формування радіаційно-індукованої нестабільності геному та її трансгенераційної передачі в умовах тривалого радіонуклідного забруднення довкілля. Протягом першого десятиліття після аварії на ЧАЕС виявлено високі рівні активності радіонуклідів  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{90}\text{Sr}$  у тілі тварин, цитогенетичні аномалії в клітинах кісткового мозку (КМ) та периферичної крові, що корелювали з питомою активністю  $^{90}\text{Sr}$  у кістковій тканині [1, 2]. Разом з тим, дослідження наступних десятиліть реєстрували поступове зниження частоти хромосомних перебудов (частоти мікроядер та аберацій хромосом у соматичних клітинах) у представників мишоподібних з територій ЧЗВ з різним рівнем радіонуклідного забруднення, зокрема так званого «рудого» лісу [3, 4]. Такі дослідження мають особливу цінність, оскільки, на відміну від лабораторних експериментів, дають змогу розглядати реальні наслідки опромінення в умовах поєднаної дії радіації з різноманітними факторами, зокрема кліматичними, екологічними тощо. Серед останніх – висока міграційна активність / переміщення тварин може істотно ускладнювати дослідження у цьому напрямку. Можливість формування адаптивної відповіді у тварин вагільних видів, які тривалий час мешкають на територіях з різним рівнем радіонуклідного забруднення, та їхніх нащадків досі є дискусійною та актуальною проблемою радіаційної біології.

*Матеріали і методи.* Рівень генотоксичних ушкоджень у клітинах КМ нориці рудої з дослідних полігонів ЧЗВ визначали за частотою поліхроматофільних еритроцитів (ПХЕ) КМ з мікроядрами (ПХЕ МЯ) методом флуоресцентної протокової цитометрії та частотою аберацій хромосом.

*Результати досліджень.* Аналіз результатів багаторічного цитогенетичного моніторингу референтних видів мишоподібних ЧЗВ свідчить, що у віддалений період після аварії на ЧАЕС спостерігається статистично значущі відмінності у рівнях цитогенетичних маркерів у клітинах КМ дослідних тварин та різноспрямована динаміка їхньої частоти порівняно з контрольною групою. Перші дослідження цитогенетичних аномалій у нориці рудої з ЧЗВ було проведено нами протягом 2008 - 2009 рр. Зокрема було обрано полігони Янів, Чистогалівка, Смарагдове, Казковий, що істотно відрізнялися між собою за щільністю радіонуклідного забруднення поверхневих шарів ґрунту. Середньогрупова частота клітин з МЯ була вірогідно вищою за контрольні значення у тварин як із полігону Янів ( $13,1 \pm 2,1 \%$ ), що відрізнявся найвищими показниками радіонуклідного забруднення, так і з полігонів Смарагдове та Чистогалівка, де рівень забруднення ґрунтів був на порядок нижчим від полігону Янів. У тварин із цих полігонів частота ПХЕ з МЯ варіювала у широкому діапазоні значень: Янів 9 - 18 %; Смарагдове 1 - 12 %; та Чистогалівка 1 - 21 %, коефіцієнти варіації цього показника становили 18, 23 та 35 % відповідно. У тварин із полігону Казковий, для якого характерні найнижчі величини питомої активності  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{90}\text{Sr}$  у тілі тварин, частота ПХЕ з МЯ вірогідно не відрізнялася від контрольних значень. У 2012 - 2013 рр. разом зі зменшенням радіонуклідного забруднення ґрунтів на ділянках ЧЗВ із відносно високим рівнем (полігон Янів) та відносно «середніми» рівнями (полігони Смарагдове, Чистогалівка та Чорнобиль-2 із зівставними показниками щільності забруднення поверхневого шару: 1,6 - 1,8 МБк/м<sup>2</sup> для  $^{137}\text{Cs}$  та 0,03 - 0,19 МБк/м<sup>2</sup> для  $^{90}\text{Sr}$ ), частота цитогенетичних аномалій мала тенденцію до зниження порівняно з попередніми роками. Істотне підвищення цитогенетичних ушкоджень у тварин у 2015 - 2016 рр. спостерігалось після наслідків масштабної повені на території «рудого» лісу та полігону Янів протягом 2014 р., а також після пожежі лісового покриву у 2020 р.

У групі тварин, переміщених з умовно «чистого» полігону (поблизу н.п. Стечанка) на облаштований полігон Янів, що характеризується відносно високою щільністю радіонуклідного забруднення, частота клітин КМ з МЯ була вірогідно вищою, ніж у контрольних тварин (у 2,7 раза), та вірогідно не відрізнялася від показників тварин-мешканців полігону Янів.

Можна припустити, що сумісний вплив хронічного опромінення та абіотичних стресорів довкілля (зокрема тривалого затоплення ареалу проживання тварин) можуть істотно впливати на фізико-хімічні форми радіонуклідів та процеси їхньої міграції, змінювати екологічні характеристики популяції і, таким чином, модифікувати радіаційно-індуковані біологічні ефекти, призводити до маніфестації ознак прихованої нестабільності геному, що формувалась у ряді поколінь опромінених тварин.

1. R.I. Goncharova, N.I. Ryabokon. *Radiat. Prot. Dosimetry* 62 (1995) 37.
2. N.I. Ryabokon et al. *Radiat. Environ. Biophys.* 44 (2005) 169.
3. R.J. Baker et al. *J. of Mammalogy* 77 (1996) 155.
4. B.E. Rodgers, R.J. Baker. *Environmental Toxicology and Chemistry (ET&C)* 19 (2000) 1644.

## СТИСЛІ ПІДСУМКИ МЕДИЧНИХ НАСЛІДКІВ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ КАТАСТРОФИ У ВІДДАЛЕНОМУ ПІСЛЯАВАРІЙНОМУ ПЕРІОДІ (ДО 38 РОКОВИН АВАРІЇ НА ЧАЕС)

**В. О. Сушко, О. О. Колосинська**

*Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології  
Національної академії медичних наук України», Київ, Україна*

Внаслідок аварії на Чорнобильській АЕС (ЧАЕС) в Україні постраждало більше 3 млн. громадян України (3259761), на забруднених територіях розташовано 2293 населених пунктів. Чисельність постраждалих внаслідок Чорнобильської катастрофи постійно зменшується. Станом на 01.01.2024 р. статус постраждалих внаслідок Чорнобильської катастрофи в Україні мали 1533330 осіб, з них 279964 дитини. Серед цих постраждалих 98139 становили особи із втратою працездатності (особи з інвалідністю) (максимум 2014 р. – 117158 осіб) та встановленим зв'язком захворювання, що призвело до інвалідності з впливом наслідків аварії на ЧАЕС (категорія 1 постраждалих), у тому числі 420 інвалідів «ядерщиків» та 1060 інвалідів дітей.

Загальна кількість постраждалих громадян дорослого віку станом на 01.01.2024 р. порівняно з 2008 р. зменшилася на 581170 осіб, або на 31,68 % (з 1834536 до 1253366 осіб).

Кількість учасників ліквідації наслідків аварії (УЛНА) на ЧАЕС за цей період скоротилася з 276327 до 151945, або на 124945 осіб (45,22 %), тобто впродовж останніх 10 років помер більше, ніж кожний третій УЛНА на ЧАЕС.

Кількість потерпілих дорослого віку скоротилася з 1558209 у 2008 р. до 1099986 у 2024 р., або на 29,41 % (458233 особи). Кількість дітей, постраждалих внаслідок аварії на ЧАЕС, скоротилася з 534568 осіб у 2008 р. до 279964 у 2024 р., або на 254604 особи. Щодо зменшення кількості цієї категорії, то також треба взяти до уваги втрату статусу потерпілих дітьми при досягненні повноліття згідно з діючим законодавством.

42467 осіб, які мають статус дружини / чоловіка померлого громадянина (вдови), смерть якого пов'язана з Чорнобильською катастрофою.

### Найважливішими непухлинними ефектами через 38 років після аварії є:

- підвищення захворюваності та смертності УЛНА від серцево-судинних захворювань;
- висока частота цереброваскулярних захворювань та когнітивних порушень у УЛНА;
- підвищення частоти радіаційних катаракт та судинної патології ока;
- підвищення захворюваності на непухлинні захворювання щитоподібної залози;
- порушення психічного здоров'я у дітей, які були опромінені *in utero*.

### До найважливіших пухлинних ефектів слід віднести:

- захворюваність на усі форми раку в УЛНА на ЧАЕС перевищує національний рівень: SIR = 106,7 % (95 % ДІ: 104,9 - 108,5);
- істотне перевищення очікуваного рівня захворюваності на рак щитовидної залози серед УЛНА – у 4,4 раза, евакуйованих – у 4,0 раза, мешканців забруднених територій – у 1,3 раза;
- захворюваність на лейкемії та лімфоми УЛНА в 1,5 раза та евакуйованих у 1,4 рази вища за національний рівень;
- захворюваність жінок УЛНА на рак молочної залози в 1,6 раза вища за очікуваний рівень;
- встановлено більш високий рівень захворюваності жіночого та чоловічого населення територій України, що зазнали більшого забруднення <sup>131</sup>I та відповідно мали більш високі середньообласні дози опромінення щитоподібної залози (більше 35 мЗв) порівняно з показниками решти областей (менше 35 мЗв).

За час, що минув після аварії на ЧАЕС, радіаційний стан територій, що зазнали радіоактивного забруднення, поліпшився. Цьому сприяли природні процеси та здійснені заходи із запобігання винесенню радіонуклідів за межі зони відчуження, подолання наслідків аварії у сільськогосподарському та лісогосподарському виробництві, проведення дезактиваційних робіт. Запроваджені заходи призвели до зниження рівнів опромінення людей, які проживають на цих територіях.



Основні дозові навантаження у віддаленому періоді обумовлені впливом інкорпорованих  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{90}\text{Sr}$ . Контроль вмісту  $^{137}\text{Cs}$  в організмі здійснюється за допомогою лічильників випромінювання людини (ЛВЛ),  $^{90}\text{Sr}$  – при радіохімічному аналізі біопроб.

За перші п'ять років після аварії мешканці найбільш постраждалих районів у середньому накопичили 58 % дози, отриманої за весь післяаварійний період. За перші 15 років після аварії накопичено близько 80 % такої дози. Сумарна ефективна доза, накопичена у 2000 - 2023 рр., не перевищує 20 % від дози за період 1986 - 2023 рр. [1, 2].

Найважливішими проблемами на майбутнє слід вважати:

- необхідність державної підтримки для проведення робіт з вивчення детермінованих і стохастичних ефектів, особливо серед осіб, які зазнали загального опромінення в дозах понад 250 мЗв та на щитоподібну залозу понад 2 Гр.;
- розроблення заходів щодо підвищення ефективності науково-обґрунтованого лікування радіаційно-асоційованих і / або радіаційно-індукованих захворювань;
- розроблення профілактичних заходів, спрямованих на зменшення онкологічної та онкогематологічної захворюваності;
- диспансеризацію і моніторинг порушень найбільш чутливих до радіаційного впливу органів і систем у віддалений період;
- експертизу зв'язку захворювань, що призвели до стійкої втрати працездатності та смерті, з впливом наслідків аварії та медичну реабілітацію постраждалого населення;
- супровід програм з вивчення медичних наслідків Чорнобильської катастрофи у віддаленому періоді, особливо на контамінованих місцевостях, де у населення спостерігаються аномально високі рівні інкорпорованих радіонуклідів;
- покращення медико-санітарної бази спеціалізованих лікувальних закладів, які постійно надають медичну допомогу постраждалим;
- забезпечення довгострокової радіаційної безпеки об'єктів ближньої зони ЧАЕС, в тому числі – НБК, сховища РАВ «Вектор» та численних пунктів тимчасової локалізації РАВ.

Найважливішими заходами щодо мінімізації віддалених наслідків Чорнобильської катастрофи слід вважати:

- запровадження системи державної страхової медицини для надання медичної та медико-соціальної допомоги постраждалим внаслідок аварії на ЧАЕС;
- принципово важливим заходом проведення нової повноцінної загальнодозиметричної паспортизації щодо оцінки впливу на здоров'я населення і прийняття подальших управлінських рішень для корекції протирадіаційних заходів на контамінованих територіях;
- розвиток, оптимізація та підсилення матеріально-технічної бази та інфраструктури Національного наукового центру радіаційної медицини, гематології та онкології НАМН України як головної науково-медичної установи України з радіаційної медицини та радіобіології, радіаційної гігієни, епідеміології та дозиметрії, особливо в умовах сьогодення – військової агресії, ядерного шантажу та загрози застосування ядерної зброї.

1. Д.А. Бази́ка та ін. (ред.) *Тридцять п'ять років Чорнобильської катастрофи: радіологічні та медичні наслідки, стратегії захисту та відродження. Національна доповідь України* (Київ, 2021) 283 с.
2. Д.А. Бази́ка та ін. Журнал НАМН України 29 (3-4) (2023) 211.

## СКЛОВИДНЕ ТІЛО: РАННІ ЗМІНИ У МЕШКАНЦІВ РАДІАЦІЙНО ЗАБРУДНЕНИХ ТЕРИТОРІЙ

П. А. Федірко<sup>1</sup>, Т. Ф. Бабенко<sup>1</sup>, М. Пілмане<sup>2</sup>, Н. А. Гарькава<sup>3</sup>, Р. Ю. Дорічевська<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології  
Національної академії медичних наук України», Київ, Україна

<sup>2</sup> Інститут анатомії та антропології Ризького університету Страдзіньша, Рига, Латвія

<sup>3</sup> Дніпровський державний медичний університет, Дніпро, Україна

Зростання потенційної загрози виникнення нових зон радіаційного забруднення вимагає детального опису тих змін стану здоров'я, які слід очікувати в перші роки після радіаційного інциденту. Хвороби скловидного тіла належать до найменш вивчених радіаційних ефектів, водночас поява змін у скловидному тілі є одним із перших ефектів, які спостерігаються після радіаційного опромінення в малих дозах у мешканців радіаційно забруднених територій (РЗТ) України [1]. Саме ці зміни викликають появу численних скарг, що непокоять пацієнтів: на наявність плаваючих мушок, плям, ниточок тощо.

Тому в даній роботі ми ретроспективно проаналізували результати обстеження стану скловидного тіла у 217 мешканців радіаційно забруднених районів північних областей України, проведеного в 1992 р., через 6 років після Чорнобильської катастрофи. Було оглянуто 148 мешканців Житомирської області, 30 – Київської області, 33 – Рівненської області і 6 – Чернігівської області. Серед обстежених осіб 18,9 % були у віці 20 - 29 років, 23,0 % – у віці 30 - 39 років, 16,6 % – у віці 40 - 49 років, 30,4 % – у віці 50 - 59 років, і 11,1 % – у віці понад 60 років. Усі пацієнти мали інформацію про вміст в організмі <sup>137</sup>Cs і <sup>134</sup>Cs.

Оцінка стану скловидного тіла значно ускладнена, оскільки його структура утруднює застосування морфометричних методів, якими ми користуємося в інших випадках [2, 3]. Зміни прозорості скловидного тіла пов'язані з наявністю помутнінь і деструкцій, які збільшують акустичну щільність середовища. Ми зробили припущення, що при аналізі акустичної щільності скловидного тіла можна об'єктивно оцінити ступінь його змін. Було проведено УЗД-обстеження (b-Scan, апарат «SAL-77A» фірми «Toshiba») 32 очей мешканців радіаційно забруднених внаслідок Чорнобильської катастрофи територій Житомирської області. У цій підгрупі середній вік обстежених осіб на момент дослідження  $50,4 \pm 2,7$  років. Для скловидного тіла кожного ока було побудовано гістограми розподілу акустичної щільності.

*Результати.* Встановлено, що зміни скловидного тіла у вигляді чітко виявлених помутнінь та значної деструкції спостерігались у 64 з 217 обстежених осіб (29,5 %).

При цьому частота виявлення оптично видимих патологічних змін скловидного тіла була статистично вагомо більшою в групі з сумарним вмістом ізотопів цезію <sup>137</sup>Cs і <sup>134</sup>Cs понад 3700 Бк / все тіло. Відносний ризик становив 1,968 (1,033 - 3,75) при  $\chi^2 = 4,54$ ,  $P = 0,017$ .

Встановлено, що середня акустична щільність скловидного тіла в УЗД-обстеженій підгрупі становила  $26,97 \pm 2,76$  %. Акустична щільність скловидного тіла в обстеженій групі мала позитивну кореляцію з віком обстежених (коефіцієнт кореляції становив 0,23) і з вмістом радіоактивних ізотопів цезію в організмі (коефіцієнт кореляції 0,32).

Для регресивної моделі, яка враховує вік пацієнта на момент обстеження і середню сумарну активність радіоактивних ізотопів цезію (<sup>137</sup>Cs і <sup>134</sup>Cs) в організмі, коефіцієнт кореляції становив  $r = 0,52$ . Таким чином, було показано, що чим більша активність інкорпорованих радіонуклідів – тим більше акустична щільність скловидного тіла, і, таким чином, більше виражені помутніння і деструкція скловидного тіла.

*Висновки.* Через 6 років після радіаційної катастрофи зміни скловидного тіла у вигляді чітко виявлених помутнінь і значної деструкції спостерігались у 64 з 217 обстежених мешканців РЗТ (29,5 %). Ризик виявлення оптично видимих патологічних змін скловидного тіла був статистично вагомо більшим в групі із сумарним вмістом ізотопів цезію <sup>137</sup>Cs і <sup>134</sup>Cs понад 3700 Бк / все тіло (RR = 1,968 (1,033 - 3,75) при  $\chi^2 = 4,54$ ,  $P = 0,017$ ).

Було показано, що у групі мешканців РЗТ акустична щільність скловидного тіла корелює з віком на момент обстеження і має тенденцію до зростання зі збільшенням вмісту радіоактивних ізотопів цезію в організмі.

Запропоновано застосувати для об'єктивної оцінки оптичної щільності скловидного тіла у мешканців територій із високим рівнем радіаційного забруднення визначення акустичної щільності скловидного тіла.

1. П.А. Федірко. Стан кришталика та скловидного тіла у дорослого населення на територіях, які забруднені радіацією внаслідок Чорнобильської катастрофи У кн.: Мікрохірургія ока. Вплив підвищених доз радіації на орган зору. Міжнар. симпозіум. Тези доп. Яремча, 28 - 30 жовтня 1992 р. (Яремча, 1992) с. 16.
2. Д.А. Бази́ка та ін. Проблеми радіаційної медицини та радіобіології 27 (2022) 423.
3. Т.Ф. Бабенко та ін. Проблеми радіаційної медицини та радіобіології 26 (2021) 284.

# РОЗВИТОК РАДІАЦІЙНО-ІНДУКОВАНОГО ЕФЕКТУ СВІДКА В ЛІМФОЦИТАХ КРОВІ ЛЮДИНИ ЗА УМОВ ВПЛИВУ СЕРЕДОВИЩА КУЛЬТИВУВАННЯ ОПРОМІНЕНИХ *IN VITRO* КЛІТИН НЕДРІБНОКЛІТИННОГО РАКУ ЛЕГЕНЬ А-549

**О. В. Шеметун, О. О. Талан, О. Б. Дибська**

*Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини, гематології та онкології Національної академії медичних наук України», Київ, Україна*

Радіаційно-індукований ефект свідка (РІЕС) є найбільш дослідженим проявом універсального феномену ефекту свідка. Його вивчення проводилося на моделях *in vitro* з використанням змішаних міжвидових культур чи сумісного культивування морфологічно / цитогенетично різних тканин людини, що розрізнялися за наявністю впливу генотоксичного чинника [1 - 3]. Дослідження ефекту свідка з використанням клітин недрібноклітинного раку легень людини А-549 виконувалось із застосуванням їх як свідків для встановлення клітинної проліферації, росту, апоптозу, метастазування, утворення мікроядер та розривів ДНК в онкотрансформованих клітинах при взаємодії з опроміненними нормальними / пухлинними клітинами [4 - 6]. Дослідження розвитку РІЕС в інтактних соматичних клітинах людини за умов впливу опромінених клітин А-549 не виконувалося, хоча є важливим для прогнозування медичних наслідків променевої терапії онкологічної патології та розкриття механізмів радіаційно-індукованого канцерогенезу.

У представленій роботі наведено результати дослідження розвитку РІЕС у лімфоцитах периферичної крові (ЛПК) здорових осіб за умов впливу кондиційного середовища від опроміненої *in vitro* перещеплюваної культури клітин недрібноклітинного раку легень людини А-549. Клітини А-549 культивували в поживному середовищі Advanced DMEM/F12 за стандартною методикою [7]. При моделюванні розвитку РІЕС культуру клітин А-549 опромінювали *in vitro* в дозі 0,50 Гр  $\gamma$ -квантами  $^{137}\text{Cs}$  (випромінювач ІВЛ-237С, потужність 2,34 Гр/хв) і 0,30 мл надосадової рідини додавали до ЛПК перед їхнім культивуванням за загальноприйнятим напівмікрометодом [8]. Загальний план досліджень включав: окреме культивування ЛПК здорових осіб для визначення в них фонових рівнів аберацій хромосом; культивування ЛПК із додаванням неопроміненого / опроміненого *in vitro* в дозі 0,50 Гр середовища культивування клітин А-549 для визначення цитогенетичного ефекту в клітинах-свідках; культивування ЛПК із додаванням неопроміненого кондиційного середовища первинних клітин-свідків А-549. Робота виконана із застосуванням цитогенетичного аналізу рівномірно забарвлених хромосом ЛПК людини. Статистичну обробку отриманих результатів виконували за допомогою критерія Стьюдента.

Дослідження впливу кондиційного середовища від перещеплюваної культури клітин недрібноклітинного раку легень людини А-549 на цитогенетичні показники в ЛПК умовно здорових осіб встановило в них підвищення загальної частоти аберацій хромосом за рахунок збільшення частоти аберацій хроматидного типу ( $p < 0,05$ ), які є маркерами хромосомної нестабільності, що вказує на розвиток пухлино-індукованого ефекту свідка (ПІЕС). За культивування ЛПК здорових осіб із додаванням кондиційного середовища від опроміненої *in vitro* культури клітин А-549 зареєстровано зростання хромосомної нестабільності порівняно з варіантом дослідження з моделюванням розвитку ПІЕС ( $p < 0,05$ ), що вказує на синергізм мутагенного впливу ПІЕС та РІЕС на інтактні лімфоцити людини. При цьому визначальним було збільшення частоти аберацій хроматидного типу. Підвищений рівень парних фрагментів, зареєстрованих у клітинах-свідках при індукції РІЕС, на нашу думку, є наслідком подвійних хроматидних розривів, оскільки частоти інших аберацій хромосомного типу (аномальних моноцентриків і дицентричних хромосом) у всіх варіантах дослідження статистично значимо не відрізнялися від контрольних показників. Культивування ЛПК здорових осіб із додаванням кондиційного середовища від неопромінених клітин-свідків культури клітин недрібноклітинного раку легень людини А-549 встановило в них підвищення загального рівня аберацій хромосом за рахунок підвищення частоти аберацій хроматидного типу, представлених одиночними фрагментами, що вказує на розвиток вторинного радіаційно-індукованого ефекту свідка (ВРІЕС). Порівняння стабільності хромосом ЛПК людини при розвитку РІЕС і ВРІЕС показало, що за індукції ВРІЕС показники загальної частоти абе-

рацій хромосом та аберацій хроматидного типу значимо не відрізнялися від рівня цих пошкоджень за розвитку РІЕС ( $p < 0,05$ ). Рівні обмінних аберацій хромосомного типу (аномальних моноцентриків та дицентричних хромосом) відповідали популяційним, що свідчить про відсутність впливу РІЕС та ВРІЕС на їхню індукцію.

1. M.A. Hill et al. Radiat. Prot. Dosimetry 122 (1-4) (2006) 260.
2. O.V. Shemetun, M.A. Pilinska. Probl. Radiac. Med. Radiobiol. 24 (2019) 65.
3. M. Cornfort, B. Loucas, I. Shuryak. Radiat. Res. 199(3) (2023) 283.
4. A. Kobayashi et al. Mutat. Res. 803 (2017) 1.
5. Z. Yang et al. Front. Oncol. 10 (2021) 601620.
6. N. Verma, A.B. Tiku. Nutrition and Cancer 74(1) (2022) 237.
7. Г.Й. Лавренчук, О.Д. Почапінський, А.В. Чернишов. Debats scientifiques et orientations prospectives du developpement scientifique 1 (2021) 58.
8. *Цитогенетичні методи дослідження хромосом людини: методичні рекомендації* (Київ: Національна медична академія післядипломної освіти МОЗ України, 2003) 23 с.

## Авторський покажчик

- Адаменко А. С. 143  
Анохін І. Є. 121  
Антипчук К. Ю. 204  
Асламова Л. І. 194  
Бабенко Т. Ф. 187, 217  
Бабкіна Н. Г. 210  
Бандурин О. Ю. 107  
Бандурин Ю. А. 107  
Барабаш М. Ю. 194  
Бездробна Л. К. 202  
Безшийко О. А. 51, 69, 73, 82, 109, 113  
Беллі П. 54, 68  
Беляєв В. В. 162  
Бережна В. В. 207  
Бернабей Р. 54, 68  
Белошенко М. А. 148  
Біган З. М. 57  
Білогородський Ю. С. 111  
Білько Д. І. 212  
Білько Н. М. 212  
Бойко Р. С. 54  
Борисенко А. Г. 141  
Борисенко В. І. 87, 105  
Бриченко В. В. 188  
Будник О. П. 112  
Буканов В. М. 98  
Бурдо О. С. 142, 164  
Бурдо О. О. 166, 176, 191, 211, 213  
Вільчинська К. В. 113  
Василевський В. С. 50  
Василенко В. В. 187  
Василенко З. Л. 204  
Василькевич О. А. 135  
Ващишин В. П. 113, 194  
Вертегел І. І. 52  
Вишневецький Д. О. 166  
Візенко М. П. 133  
Вікторенко Т. В. 91  
Возний В. І. 75  
Войтенко Л. М. 158  
Войцехович О. В. 168, 170, 183  
Волінська-Ціхоцька М. 52  
Волкова О. М. 162  
Габелков С. В. 115  
Гаврилюк В. І. 91  
Гайніш Й. Й. 133  
Ганжа О. Б. 191, 211  
Гарькава Н. А. 217  
Гінчук Т. В. 170, 183  
Гладковський В. В. 158  
Гнатюк О. П. 194  
Гоков С. 117  
Голіней І. Ю. 119  
Голінка-Безшийко Л. О. 51, 69, 73, 82, 89, 109, 113  
Горанчук В. В. 87, 105  
Горбач В. 117  
Горбаченко О. М. 44  
Гриценко О. В. 98  
Гудзенко Н. А. 210  
Гудков Д. І. 162, 181  
Гурин А. А. 143  
Давидовська О. І. 11  
Даллас Л. 89  
Даневич С. А. 210  
Даневич Ф. А. 54, 66, 68, 83,  
Данкевич В. П. 194  
Данченко М. М. 207  
Демченко О. М. 196, 200  
Денисов В. Ю. 11  
Деречкей П. С. 57, 63  
Деркач Г. А. 183  
Дзюблик О. Я. 121  
Дибська О. Б. 219  
Димчевська А. В. 91  
Дмитрієва І. Р. 206  
Добішук В. М. 59, 77, 78, 85  
Довбешко Г. І. 194  
Дорічевська Р. Ю. 217  
Драпей С. С. 66, 91, 101  
Дрозд І. П. 192  
Желтонозьський В. О. 61, 63, 99, 185  
Жиганюк І. В. 115  
Жуков О. 89  
Заболотний М. А. 194  
Завілопуло А. М. 107  
Зарубіна Н. Є. 164  
Зелінський Р. М. 113  
Земскова О. В. 196  
Іващенко В. І. 123  
Ігнат'єв І. Г. 75  
Інчікітті А. 54, 68  
Ішиніва Х. 166  
Кагрян О. Є. 162, 181  
Кайдик Б. В. 91  
Капелла Ф. 54, 68  
Карачіоло В. 54, 68  
Касперович Д. В. 54, 65, 66, 68, 83  
Кемпер К. В. 52, 72  
Кива В. О. 59, 77, 78, 85  
Киришук В. І. 66, 91  
Клавдієнко В. Р. 68, 83  
Клевцов С. В. 101  
Клекоць Д. М. 51, 69, 109  
Клюєв І. С. 65  
Кобичев В. В. 54, 65, 66, 68, 83  
Коваленко О. В. 172  
Ковальчик М. 52  
Ковальчук О. С. 77, 78  
Колесниченко Я. І. 142, 145, 146, 147  
Колієв С. М. 77  
Колінько С. В. 75  
Колосинська О. О. 215  
Колпакова Л. 117  
Колуччі Дж. 52  
Кондрачук Я. В. 51  
Корепанова К. Д. 166  
Кориченський К. О. 174, 183  
Костін Є. Г. 156  
Кот Л. А. 127  
Кот О. А. 77  
Котречко С. О. 129  
Кочетов С. 117  
Кошій Є. І. 52  
Краснов В. О. 115  
Крейніс Г. Ю. 204  
Кривохижа М. В. 207  
Кріг О. М. 111  
Кряжич О. О. 172  
Кубанкін К. С. 127  
Кубицький В. 69  
Кудлай В. Г. 115  
Кузьменко М. М. 143  
Куліч Н. В. 63  
Курінний Д. А. 196, 200  
Курочкіна В. А. 202  
Куртева Г. П. 29  
Курята М. С. 187  
Куц К. В. 204  
Куцик О. Е. 52  
Куцоконь Н. К. 207  
Кшиванський О. О. 77, 78  
Лавренчук Г. Й. 206  
Лаврова Т. В. 174  
Лаптев Г. В. 183  
Лаубенштейн М. 54  
Лашкін В. М. 148  
Лебедь В. О. 89, 109  
Левіна О. О. 91  
Левченко В. А. 143  
Леончіні А. 54, 68  
Липська А. І. 176, 211, 213  
Литовченко П. Г. 127

- Літвінов С. В. 207  
 Лосицький М. Ю. 194  
 Лук'янов А. М. 137  
 Лук'янов С. В. 31  
 Лукашенко В. Є. 77  
 Луценко В. В. 146, 147  
 Люхтан О. 117  
 Магілін Д. В. 75  
 Маєр К. 89  
 Майданюк С. П. 50  
 Малий Є. В. 137  
 Малюк І. 89  
 Маслоук В. Т. 133  
 Мацко М. 82  
 Мегела І. Г. 133  
 Межевич С. Ю. 52, 72  
 Меньковська М. О. 162  
 Мерло В. 54, 68  
 Мизніков Д. Є. 99  
 Мирошніченко Ю. Б. 112  
 Молнар Ш. Б. 107  
 Морозов В. В. 187  
 Морозова М. М. 208  
 Мосюк Т. І. 112  
 Нестеренко О. Г. 207  
 Нестеров В. О. 11  
 Неумержицька Л. В. 196, 200  
 Ніколаєв В. І. 176  
 Нісі С. 54  
 Нітеску О. 54  
 Обрізан С. М. 166  
 Одінцов О. О. 177  
 Озерова Ю. Ю. 208  
 Олейников Є. В. 133  
 Омельченко С. О. 42  
 Орлов В. С. 51, 73  
 Охріменко О. Ю. 59, 77, 85  
 Павленко І. О. 179  
 Павлова Н. Ю. 123  
 Павлович В. М. 96  
 Павловський В. В. 191, 192  
 Панченко В. Г. 154  
 Папп О. В. 133  
 Пархоменко В. В. 91  
 Пархомчук П. Є. 115  
 Патрік Ш. 82  
 Перчук І. В. 204  
 Петренко Є. О. 77  
 Петросян Е. Є. 83  
 Пилипченко Ю. В. 77  
 Пилипчинець І. В. 133  
 Письменний Є. М. 101  
 Пілмане М. 187, 217  
 Пінковська М. Б. 127  
 Пірнач Л. С. 174  
 Плюйко В. А. 44  
 Пода Д. В. 54  
 Поліщук О. Б. 185  
 Поліщук О. Г. 54, 68  
 Поморцева Н. А. 181  
 Понкратенко О. А. 52, 72  
 Пономарьов О. Г. 75  
 Поп О. М. 133  
 Порицький П. В. 154  
 Прилипко В. А. 208  
 Присяжнюк А. Є. 210  
 Процак В. П. 183  
 Пугач В. М. 59, 78, 85  
 Пугач М. В. 77, 78  
 Пугач С. М. 98  
 Пясецькі Е. 52  
 Рашидов Н. М. 207  
 Ребров В. А. 75  
 Ревка В. М. 129  
 Родіонова Н. К. 191, 211  
 Рокицький О. А. 156  
 Роман В. І. 133  
 Роман І. Ю. 133  
 Романенко М. Г. 196, 200  
 Руденко Т. С. 142  
 Рудчик А. А. 52, 72  
 Рудчик А. Т. 52, 72  
 Русек К. 52, 72  
 Руссу І. З. 212  
 Рушковський С. Р. 196, 200  
 Рябченко Н. М. 211, 213  
 Савкіна Р. К. 137  
 Саврасов А. М. 61, 63, 99, 156  
 Савченко Б. С. 115  
 Садовніков Л. В. 99, 185  
 Сакада В. І. 207  
 Салівон В. Ф. 75  
 Самсоненко А. В. 91, 101  
 Сваричевська О. В. 179  
 Свята Л. М. 154  
 Святун О. В. 179  
 Семків Н. В. 51  
 Сергійчук Н. М. 185  
 Слісенко В. І. 99  
 Слісенко В. І. 135  
 Смірнов О. Б. 137  
 Соколов О. М. 79  
 Сокур Н. В. 81  
 Соляник Г. І. 194  
 Сорока К. Ф. 129  
 Співак В. Ю. 121  
 Степаненко Ю. М. 52, 72  
 Столаж А. 52  
 Сторіжко В. Ю. 111  
 Стратілат Д. П. 112, 127, 137  
 Стрільчук М. 89  
 Стрільчук Я. 89  
 Сушко В. О. 215  
 Талан О. О. 219  
 Талько В. В. 206  
 Тарнай О. А. 57  
 Тартачник В. П. 112, 127, 139  
 Теклішин М. А. 78  
 Тихий А. В. 146, 147  
 Тімоніна А. 54  
 Тінькова В. С. 54  
 Третяк В. І. 54, 66, 68  
 Тришин В. 89  
 Тугай А. В. 185  
 Тугай Т. І. 185  
 Тукаленко Є. В. 176  
 Тщінська А. 52  
 Улещенко В. В. 52, 72  
 Фанг Д. Л. 54  
 Федірко П. А. 187, 217  
 Федорович О. А. 156, 158  
 Федурця Ю. В. 107  
 Ферелла Ф. 54  
 Фещенко Д. С. 91  
 Філоненко К. С. 82  
 Фузік М. М. 210  
 Хома Ю. А. 207  
 Хоменков В. П. 63  
 Худолєєва Л. В. 207  
 Хухрянська О. М. 210  
 Циганок Т. В. 191, 202  
 Цяцько Є. 117  
 Чайковська І. 69  
 Чаплинський Р. Ю. 83  
 Чепурнов О. О. 52  
 Чернишенко С. Б. 59, 77, 78, 85  
 Чернишов А. В. 206  
 Черняк В. А. 194  
 Черулі Р. 54, 68  
 Чиколовець С. О. 115  
 Чорноморець Ю. О. 183  
 Чурюмов В. І. 156  
 Шаульський К. А. 50  
 Шевель В. М. 156  
 Шевченко В. І. 123  
 Шеметун О. В. 219  
 Шимкович Ф. 54  
 Ширма Ю. О. 52, 72  
 Шитюк В. А. 176  
 Шірінян А. С. 111  
 Щербаков І. Б.-Х. 54  
 Юров М. С. 87, 105  
 Яковенко В. М. 77  
 Яковенко Ю. В. 142, 160

Abrosimov V. I. 9  
 Aksenov N. N. 152  
 Bonasera A. 35  
 Boyko N. V. 189  
 Burmei S. A. 189  
 Chaplynskyi R. Yu. 71  
 Chernezhenko S. A. 103  
 Chernyshenko S. 86  
 Chiba S. 21  
 Davydovska O. I. 9  
 Demchenko O. M. 198  
 Denisov V. Yu. 13, 15, 17  
 Depastas T. 35  
 Dobishuk V. 86  
 Domina E. A. 193  
 Dzyublik A. Ya. 19  
 Fedotkin S. N. 33  
 Garkusha I. E. 152  
 Gaynish J. J. 189  
 Glavin O. A. 193  
 Grygoriev U. V. 33, 35  
 Herashchenko S. S. 152  
 Ilkovych V. V. 93  
 Ilyin A. P. 23  
 Ishizuka C. 21  
 Ivanyuk F. A. 21  
 Kalynovskyi O. K. 95  
 Karpach V. K. 125  
 Karpov S. O. 125  
 Kasperovych D. V. 71  
 Klavdiienko V. R. 71  
 Kobychhev V. V. 71  
 Koike T. 19  
 Kosenko S. I. 103  
 Kotlyar V. V. 25  
 Krasnov V. O. 95  
 Krivenko-Emetov Ya. D. 27  
 Kulik N. V. 152  
 Kurinnyi D. A. 198  
 Kyva V. 86  
 Levon A. I. 33, 35  
 Magner A. G. 33, 35  
 Makhlai V. A. 152  
 Makovetska L. I. 193  
 Marchenko V. S. 150  
 Maslyuk V. T. 38, 189  
 Maydanyuk S. P. 35, 37  
 Mikhailenko V. M. 193  
 Mykhaylovskyy V. V. 131  
 Neumerzhitska L. V. 198  
 Obikhod T. V. 40  
 Okhrimenko O. 86  
 Petrenko E. A. 40  
 Petrov Yu. V. 152  
 Prokopenko I. V. 193  
 Pugatch V. 86  
 Radionov S. V. 46  
 Ramalho G. 37  
 Reznik S. N. 150  
 Romanenko M. G. 198  
 Romanyuk M. I. 38  
 Rushkovsky S. R. 198  
 Sabenin P. V. 95  
 Sanzhur A. I. 47  
 Savrasov A. M. 71  
 Shcherbyna K. O. 103  
 Shcherbyna M. R. 103  
 Shevchuk O. S. 27  
 Shevchuk P. B. 152  
 Shlomo S. 47  
 Skalozub V. V. 49  
 Starosta K. 19  
 Sugakov V. I. 131  
 Svatiuk N. I. 189  
 Tarasov V. O. 103  
 Tolstoluts'ka G. D. 125  
 Tretyak V. I. 71  
 Tsushima K. 37  
 Tykhonovs'kyi M. A. 125  
 Volkova Y. E. 152  
 Yelisyeyev D. V. 152  
 Yu Z. 19  
 Zemskova O. V. 198  
 Zhang P.-M. 37  
 Zheng H. 3



*Наукове видання*

ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ НАН УКРАЇНИ

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

(Київ, 27 - 31 травня 2024 року)

Анотації до доповідей

Укладач *Михайловський Віталій Валерійович*

Анотації публікуються в авторських редакціях

Коректор *О. Д. Григоренко*  
Комп'ютерна верстка *О. Д. Григоренко*

Підписано до опублікування 31.07.2024.  
Формат 60×84/8. Ум. друк. арк. 26,0.  
Електронне видання. Зам. № 3.

Видавець і виготовлювач  
Інститут ядерних досліджень НАН України  
03028, Київ, просп. Науки, 47  
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи  
серії ДК № 4051 від 18.04.2011 р.