

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ**

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

**(Київ, 27 вересня - 1 жовтня 2021 року)**

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

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

(Київ, 27 вересня - 1 жовтня 2021 року)

Анотації до доповідей

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

Д 22

Укладач: О. О. Бурдо

**Програмно-організаційний комітет конференції:**

А. І. Липська – голова комітету  
В. В. Тришин – заступник голови комітету  
О. О. Бурдо – відповідальний секретар

*Члени:*

В. В. Давидовський – теоретична ядерна фізика  
О. А. Понкратенко – експериментальна ядерна фізика  
В. М. Павлович – ядерна енергетика  
П. Г. Литовченко – радіаційна фізика та радіаційне матеріалознавство  
Я. І. Колесниченко – фізика плазми та керований термоядерний синтез  
І. О. Павленко – радіоекологія та техногенно-екологічна безпека  
Л. К. Бездробна – радіобіологія  
Н. Л. Дорошко – учений секретар ІЯД НАН України  
Є. В. Малий – голова ради молодих учених ІЯД НАН України  
О. Д. Григоренко – видання матеріалів конференції  
В. В. Михайловський – розробка веб-сторінки конференції  
Ю. В. Яковенко – технічне забезпечення конференції в режимі on-line

*Секретарі:*

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

*Друкується за рішенням вченої ради інституту від 01.06.21.*

Д 22 **XXVIII** щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 27 вересня - 1 жовтня 2021 року) : анотації до доповідей. - Київ : Ін-т ядерних дослідж., 2022. - 244 с.

ISBN 978-966-02-9855-2 (електронне видання)

У збірнику опубліковано анотації до доповідей, представлених на конференції, що є підбиттям підсумків наукової діяльності інституту за 2020 р. Представлено анотації з основних напрямків роботи Інституту, а саме: ядерної фізики, ядерної енергетики, радіаційної фізики та радіаційного матеріалознавства, фізики плазми та керованого термоядерного синтезу, радіобіології та радіоекології.

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

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

ISBN 978-966-02-9855-2  
(електронне видання)

© Інститут ядерних досліджень  
НАН України, 2022

# ЗМІСТ

## Секція 1. Теоретична ядерна фізика

<b>Effect of nuclear surface oscillations on isoscalar dipole resonances</b> <i>V. I. Abrosimov, O. I. Davydovska</i> .....	9
<b>Scattering of two colliding beams by fixed target nuclei – a method to explore the QCD matter properties under new extreme conditions</b> <i>K. A. Bugaev, O. V. Vitiuk, V. M. Pugatch, N. S. Yakovenko, P. P. Panasiuk, E. S. Zherebtsova, B. E. Grinyuk, V. M. Dobishuk, S. B. Chernyshenko</i> .....	11
<b>Relativistic equation of state of hadron resonance gas with Lorentz contracted excluded volumes and its relation to morphological thermodynamics</b> <i>K. A. Bugaev, N. S. Yakovenko, O. V. Vitiuk</i> .....	13
<b>The role of small hard-core radius of lambda-hyperon in the puzzle of hyper-triton production in relativistic collisions of heavy ions</b> <i>O. V. Vitiuk, K. A. Bugaev, E. S. Zherebtsova</i> .....	15
<b>Зауваження щодо просторового колапсу в нескінченній Бозе-системі</b> <i>Б. Є. Гринюк, К. О. Бугаєв</i> .....	17
<b>Evaluation of the fission barrier values using the experimental values of the ratio <math>\Gamma_f(E)/\Gamma_n(E)</math></b> <i>O. I. Davydovska, V. Yu. Denisov</i> .....	19
<b>Memory effects in Langevin approach to the nuclear fission process</b> <i>F. A. Ivanjuk, S. V. Radionov, C. Ishizuka, S. Chiba</i> .....	21
<b>Про гіперфункції <math>V_k(\{X\})</math> кратностей <math>K = 3</math> та <math>K = 2</math></b> <i>А. П. Львів</i> .....	23
<b>Elastic electron-deuteron scattering taking into account logarithmic corrections of the pQCD</b> <i>Ya. D. Krivenko-Emetov</i> .....	25
<b>Finite volume effects in the two-component van der Waals model in relativistic nucleus-nucleus collisions of heavy ions</b> <i>Ya. D. Krivenko-Emetov</i> .....	27
<b>Бета-розпад <math>^{129}\text{Cs} \rightarrow ^{129}\text{Xe}</math></b> <i>Г. П. Куртєва</i> .....	29
<b>Statistical multifragmentational model and the extended morphological thermodynamic approach</b> <i>V. S. Kucherenko, K. A. Bugaev</i> .....	31
<b>Співвідношення <math>H/S</math> у скінченній нагрітій Фермі системі</b> <i>С. В. Лук'янов</i> .....	33
<b>Shell and asymmetry effects in nuclear statistical level densities</b> <i>A. G. Magner, A. I. Sanzhur, S. N. Fedotkin, A. I. Levon, S. Shlomo</i> .....	35
<b>Релятивізація у квантовій механіці</b> <i>С. П. Майданюк</i> .....	36
<b>Дослідження впливу після подільної емісії ядерних частинок на виходи уламків поділу актинідних ядер</b> <i>В. Т. Маслюк, О. О. Парлаг, М. І. Романюк, О. М. Поп, Ю. Ю. Білак, М. І. Роль</i> .....	38
<b>Поперечні перерізи підбар'єрного злиття та пружного розсіяння, одержані на основі ядерно-ядерного потенціалу модифікованого методу Томаса - Фермі</b> <i>В. О. Нестеров, О. І. Давидовська, В. Ю. Денисов</i> .....	40
<b>Властивості гіперядра <math>^4\text{H}</math> у трикластерних мікроскопічних моделях</b> <i>О. В. Нестеров, М. Д. Солоха-Климчак</i> .....	42
<b>Модельовання ширини розпаду бозона Хіггса в рамках THDM моделі</b> <i>Т. В. Обіход, Є. О. Петренко</i> .....	44
<b>Корекція перерізів урахуванням проміжних когерентних каналів при зіткненнях деяких кластерних ядер у рамках просторово-часового аналізу</b> <i>С. О. Омельченко</i> .....	46
<b>Electromagnetic fields which can be achieved in experiments on triple nuclear collision</b> <i>P. P. Panasiuk, K. A. Bugaev, O. V. Vitiuk</i> .....	48
<b>Average spectrum of thermal-neutron capture gamma-rays from <math>^{113}\text{Cd}</math></b> <i>V. A. Plujko, O. M. Gorbachenko, K. M. Solodovnyk, V. M. Petrenko</i> .....	50
<b>Опис фотонних силових функцій при збудженні двох резонансних станів</b> <i>В. А. Плюйко, О. М. Горбаченко, В. М. Петренко, К. М. Солодовник</i> .....	52
<b>Entropy of nuclear chaotic systems within the random matrix model</b> <i>S. V. Radionov</i> .....	54
<b>Taking into account the effects of particle scattering in the equations of state of quantum gases with realistic interactions</b> <i>O. V. Khasai, K. A. Bugaev</i> .....	55

## Секція 2. Експериментальна ядерна фізика

<b>Утворення ізомерних пар у реакції (<math>\gamma</math>, <math>3n</math>) на зразках родію, індію та срібла</b> <i>О. А. Безишійко, О. М. Водін, Л. О. Голінка-Безишійко, І. М. Каденко, А. В. Котенко, К. О. Крjачок, В. А. Кушнір, Т. В. Повар, В. В. Митроченко, С. М. Олійник, С. А. Пережогін</i> .....	57
<b>Детекторна система експерименту LUXE</b> <i>М. С. Борисова (від імені колаборації LUXE)</i> .....	59
<b>Розробка монітора інтенсивності зіткнень при роботі мікромішені у гало пучка на основі сегментованих фольгових сенсорів</b> <i>В. М. Добішук, С. Б. Чернишенко, О. О. Кишванський, В. М. Пугач</i> .....	61
<b>Дослідження реакцій на швидких нейтронах з вильотом заряджених частинок на природному лютеції</b> <i>В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, О. М. Горбаченко, І. М. Каденко</i> .....	62
<b>Дослідження реакцій з вильотом протонів на мішенях природного та збагаченого гафнію</b> <i>В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, Д. Є. Мизніков</i> .....	64
<b>Дослідження фотоядерних реакцій з вильотом заряджених частинок на природному вольфрамі</b> <i>В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, І. В. Слісенко</i> .....	66
<b>Моделювання методом Монте-Карло калібрувального джерела <math>^{56}\text{Co}</math> для експерименту CUPID-Мо</b> <i>М. М. Зарицький</i> .....	68
<b>Експериментальний пошук подвійного бета-розпаду <math>^{184,192}\text{Os}</math></b> <i>Д. В. Касперович, П. Беллі, Р. Бернабей, Ф. А. Даневич, А. Інчікитті, Ф. Капелла, В. Карачіоло, В. В. Кобичев, Г. П. Ковтун, Н. Г. Ковтун, М. Лаубенштейн, В. Мерло, Д. В. Пода, О. Г. Поліщук, С. Тесаліна, В. І. Третьяк, Р. Черулли, А. П. Щербань</i> .....	69
<b>Нові результати експерименту з пошуку подвійного бета-розпаду ядра <math>^{106}\text{Cd}</math> із скінтілятором <math>^{106}\text{CdWO}_4</math></b> <i>В. Р. Клавдієнко, П. Беллі, Р. Бернабей, Ф. А. Даневич, А. Інчікитті, Ф. Капелла, В. Карачіоло, Д. В. Касперович, В. В. Кобичев, А. Леончіні, В. Мерло, О. Г. Поліщук, В. І. Третьяк, Р. Черулли</i> .....	70
<b>BOREXINO: огляд результатів</b> <i>В. В. Кобичев</i> .....	71
<b>Вимірювання перерізів народження <math>K_s</math>-мезонів у <math>p\text{-Pb}</math> та <math>\text{Pb-p}</math> зіткненнях в експерименті LHCb</b> <i>С. М. Колієв, О. А. Кот, О. Ю. Охріменко, Є. О. Петренко, В. М. Пугач</i> .....	72
<b>Вимірювання поперечних перерізів утворення дивних <math>\Lambda^0</math>-баріонів у зіткненнях <math>p\text{-}^{208}\text{Pb}</math> в експерименті LHCb при енергії <math>E_{\text{сшм}} = 8,16 \text{ TeV}</math></b> <i>С. М. Колієв, О. А. Кот, О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач</i> .....	73
<b>Визначення енергетичних параметрів системи детектування в експериментах на фрагмент-сепараторі КОМБАС</b> <i>С. М. Лук'янов, Ю. М. Серєда, А. Г. Артюх, В. В. Осташко, А. Н. Воронцов, Т. Иссаєв, С. А. Клигін, Г. А. Кононенко, К. Мендібаєв, Ю. Е. Пеніонжкєвич, Б. Ердємчимєг</i> .....	74
<b>Програмні засоби попередньої оцінки експериментальних даних</b> <i>І. О. Мазний, А. П. Войтер, М. І. Доронін, О. М. Ковальов</i> .....	76
<b>Перерізи (<math>\gamma</math>, <math>n</math>) реакцій на ізотопах <math>^{120}\text{Te}</math> і <math>^{122}\text{Te}</math> в області гігантського <math>E1</math>-резонансу</b> <i>В. М. Мазур, З. М. Біган, П. С. Деречкей, Г. Ф. Пітченко</i> .....	77
<b>Реакція <math>^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}</math> за енергії <math>E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}</math>, потенціали взаємодії ізотопів <math>^{10,11,12,13}\text{B}</math> з ядром <math>^{12}\text{C}</math></b> <i>С. Ю. Межєвич, А. Т. Рудчик, О. А. Понкратенко, К. Русєк, К. В. Кємпер, А. А. Рудчик, С. Б. Сакута</i> .....	79
<b>Збуджені стани ядер <math>^4\text{He}</math>, <math>^5\text{He}</math> та <math>^6\text{He}</math>, викликані <math>\alpha + ^3\text{H}</math>-взаємодією</b> <i>О. М. Поворозник, О. К. Горпинич</i> .....	81
<b>Пошук надважкого елемєнту ЕКА-W (<math>\text{Sg}</math>, сіборгій, <math>Z = 106</math>) за допомогою скінтіляційних кристалів <math>^{116}\text{CdWO}_4</math></b> <i>О. Г. Поліщук, П. Беллі, Р. Бернабей, Ф. А. Даневич, А. Інчікитті, Ф. Капелла, В. Карачіоло, Д. В. Касперович, В. В. Кобичев, В. І. Третьяк, Р. Черулли</i> .....	83
<b>Енергетична та масова залежність глобального оптичного потенціалу для взаємодії ядер <math>^6\text{Li}</math> у підході Сан-Пауло</b> <i>О. А. Понкратенко, В. М. Кир'ячук, В. В. Улєценко, Ю. М. Степанєнко, Ю. О. Ширма, К. Русєк, К. Кємпер, А. А. Рудчик, А. Т. Рудчик</i> .....	84
<b>Пружне та непружне розсіяння <math>^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}</math> при енергії <math>97 \text{ MeV}</math></b> <i>О. А. Понкратенко, Ю. М. Степанєнко, В. В. Улєценко, К. Русєк, Є. І. Коций, А. Тіцїнська, М. Волінська-Ціхоцька, Дж. Колуччі, М. Ковальчик, А. А. Рудчик, К. Кємпер, С. Ю. Межєвич, О. Е. Куцик, А. Т. Рудчик, А. Столяж, Ю. О. Ширма, Е. Пясецькі, О. О. Чєпурнов</i> .....	86

<b>Мікропиксельні гібридні та монолітні детектори для експериментів в ядерній фізиці та фізиці високих енергій</b>	
<i>М. В. Пугач, В. М. Добішук, В. О. Кива, В. М. Пугач, С. Б. Чернишенко</i> .....	88
<b>Надтонка фіксована мікромішень з використанням MEMS у RUN4 в експерименті LHCb</b>	
<i>В. М. Пугач, С. Б. Чернишенко, В. М. Добішук</i> .....	89
<b>Монте-Карло моделювання колімації пучків для просторово фракціонованої радіаційної терапії</b>	
<i>Д. М. Рамазанов, І. О. Анохін, В. М. Пугач, О. С. Ковальчук</i> .....	90
<b>Нові обмеження на подвійний бета-розпад <sup>190</sup>Pt та <sup>198</sup>Pt</b>	
<i>М. В. Романюк, Ф. А. Даневич, Д. В. Касперович, Б. Н. Кропивянський, Г. Лютте, Г. Маріссенс, О. Г. Поліщук, Г. Стро, С. Тесаліна, В. І. Третьяк, Б. Вер, М. Хюльт, А. Юнганс</i> .....	92
<b>Механізми реакції <sup>12</sup>C(<sup>15</sup>N, <sup>14</sup>N)<sup>13</sup>C при енергії 81 MeV</b>	
<i>А. Т. Рудчик, А. А. Рудчик, О. Е. Куцик, К. Русек, К. В. Кемпер, Е. П'ясецькі, А. Столяж, А. Тиціньска, Вал. М. Пірнак, О. А. Понкратенко, І. Строек, Є. І. Коций, Р. Сюдак, С. Б. Сакута, В. А. Плюйко, А. П. Ільїн, Ю. М. Степаненко, В. В. Улеценко, Ю. О. Ширма, В. В. Хейло</i> .....	94
<b>Модель системи на основі технології інтернету речей для експериментальних ядерних досліджень</b>	
<i>О. М. Семенюк, О. М. Ковальов, О. О. Гаврилов, А. П. Войтер, М. І. Доронін, І. О. Мазний</i> .....	96
<b>Variability of radioactive decay (Review)</b>	
<i>A. D. Skorbin</i> .....	98
<b>Цифрова модель для ядер розсіювання в рентгенографії</b>	
<i>О. М. Соколов</i> .....	100
<b>CBM experiment: Towards the luminosity frontier in the heavy ion research</b>	
<i>М. А. Teklishyn (for the CBM Collaboration)</i> .....	102
<b>Спонтанний подвійний альфа-розпад: Перше експериментальне обмеження та перспективи досліджень</b>	
<i>В. І. Третьяк</i> .....	104
<b>Високовольтні ВАХ НРНТ монокристалів алмазу</b>	
<i>Р. Ю. Чаплинський, Е. Є. Петросян, Т. В. Микитюк, О. Г. Лисенко, В. І. Грушко, В. В. Лисаковський, Є. І. Міцкевич</i> .....	105
<b>Observation of the influence of an electromagnetic field on a radioactive decay rate</b>	
<i>V. A. Yatsyshyn, A. D. Skorbin</i> .....	107

### *Секція 3. Ядерна енергетика*

<b>Модель реактивнісної аварії РБМК-1000</b>	
<i>В. І. Борисенко, В. В. Горанчук</i> .....	109
<b>Результати виконання I етапу програми модернізації однорядних контейнерних збірок на енергоблоці № 1 ЮУАЕС</b>	
<i>О. В. Гриценко, В. Л. Дем'юхін, О. М. Пугач, О. Г. Васильєва, С. М. Пугач, В. М. Буканов</i> .....	111
<b>Перспективи атомної енергетики в Україні</b>	
<i>І. П. Дрозд</i> .....	113
<b>Оцінка потужності дози гамма-випромінювання біля внутрішньої поверхні вигордки ВВЕР-1000 при виконанні вимірювань її геометрії</b>	
<i>В. В. Ількович</i> .....	115
<b>Аналіз результатів розрахунків пакетом програм MСРV енерговиділення у вигордці реактора ВВЕР-1000</b>	
<i>С. М. Пугач, О. В. Гриценко, В. Л. Дем'юхін, В. М. Буканов</i> .....	117
<b>Порівняння радіаційного зміцнення металу зварного шва корпусу реактора ВВЕР-1000, визначеного на зразках з різною орієнтацією</b>	
<i>В. М. Ревка, Л. І. Чирко, М. Г. Голяк, О. В. Тригубенко, Ю. В. Чайковський, О. В. Шкап'як</i> .....	119

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

<b>Деградаційно-відновні характеристики світлодіодів GaP, GaAsP</b>	
<i>А. М. Андрєєва, О. І. Кириленко, О. В. Конорева, М. Б. Пінковська, Ю. Б. Мирошніченко, В. П. Тартачник</i> .....	120
<b>Особливості структури монокристалічного кремнію після опромінення швидкими йонами водню і гелію та ізохронного відпаду</b>	
<i>В. І. Варніна, Г. П. Гайдар, М. Б. Пінковська, М. І. Старчик</i> .....	122

<b>Світлодіоди на квантових ямах. Особливості, проблеми, перспективи</b> <i>Р. М. Вернидуб, Г. П. Гайдар, П. Г. Литовченко, О. І. Радкевич, В. П. Тартачник</i> .....	124
<b>Extraction of isomer <math>^{229m}\text{Th}</math> by lasers via electron bridge</b> <i>А. Яа. Dzyublik</i> .....	125
<b>Адаптована модель електрокінетичних процесів у поровому просторі чорнобильських лав</b> <i>В. В. Долін, С. В. Габелков, І. В. Жиганюк, О. В. Зубко</i> .....	127
<b>Електрооптичні властивості білих світлодіодів InGaN</b> <i>О. І. Кириленко, О. В. Конорева, Є. В. Малий, Д. П. Стратілат, В. П. Тартачник, Н. Ю. Павлова</i> .....	128
<b>Польовий пробій в опромінених гомопереходах GaP та GaAsP</b> <i>О. І. Кириленко, О. В. Конорева, Д. П. Стратілат, В. П. Тартачник, М. М. Філоненко, В. В. Шлапацька</i> .....	129
<b>Визначальна роль солітонів у формуванні наноасоціатів і просторовому впорядкуванню їх в опромінених водних системах</b> <i>Л. С. Марценюк, А. С. Марценюк, Ю. В. Запорожець</i> .....	130
<b>Вивчення можливості використання нелегованого тетраборату літію для термолюмінесцентної дозиметрії</b> <i>І. Г. Мегела, В. Т. Маслюк, О. М. Поп, В. М. Головей, М. М. Біров</i> .....	132
<b>Симуляція спектрів гальмівного випромінювання для мікротрону M-30 інструментарієм GEANT4</b> <i>Є. В. Олейніков, І. В. Пилипчинець</i> .....	134
<b>First passage times of mesoscopic charge transport and entropy change</b> <i>V. V. Ryazanov</i> .....	136
<b>Дослідження спектральної чутливості композитного матеріалу <math>\text{Ag}_2\text{O} - \text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}</math> (<math>x = 0,22</math>)</b> <i>О. Б. Смірнов, Р. К. Савкіна, Є. В. Малий, І. В. Петренко, Р. С. Удовицька, С. К. Губа</i> .....	138
<b>Fine structure of thermoluminescence assisted by molecular vibrations in disordered organic semiconductors</b> <i>V. I. Sugakov</i> .....	140
<b>Determination of energy disorder in disordered semiconductors with high mobility of charge carriers: the case of amorphous oxide InGaZnO</b> <i>I. I. Fishchuk, A. K. Kadashchuk</i> .....	142
<b>Секція 5. Фізика плазми та керований термоядерний синтез</b>	
<b>Структура швидких магнітоакустичних мод з високими частотами</b> <i>О. С. Бурдо, Я. І. Колесниченко, Т. С. Руденко</i> .....	144
<b>Вплив резонансної послідовності коротких релятивістських електронних згустків на просторовий розподіл густини та температури фонові плазми</b> <i>О. К. Винник, І. О. Анісімов</i> .....	145
<b>Вимірювання амплітуди коливань потенціалу у геліконному розряді емісійним зондом</b> <i>В. Ф. Вірко, Ю. В. Вірко</i> .....	147
<b>Рівняння рівноваги і коливань тороїдального пінча з малим запасом стійкості <math>q &lt; 1</math></b> <i>А. А. Гурін</i> .....	149
<b>Investigation of the quenching process of nitrogen oxide synthesis products in air plasma</b> <i>А. Е. Zinchenko, S. I. Serbin, V. Ya. Chernyak, O. M. Tymbaliuk</i> .....	152
<b>Обертання плазми при збудженні власних коливань і покращення параметрів плазми</b> <i>Я. І. Колесниченко, Хен-Те Кім, В. В. Луценко, А. В. Тихий, Р. Б. Вайт, Ю. В. Яковенко та учасники JET</i> .....	154
<b>Добротність D–T реакції між плазмою та інжектованим струменем при йонному циклотронному нагріванні</b> <i>Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко</i> .....	155
<b>Стохастична дифузія швидких йонів у стелараторах лінії Wendelstein: числовий експеримент та розширення теорії</b> <i>Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, А. В. Тихий</i> .....	156
<b>Критерії існування геодезичної акустичної моди в токамаках</b> <i>Б. С. Лемякко</i> .....	157
<b>Збудження аксіально-симетричних альфвенових мод мікротурбулентністю</b> <i>В. С. Марченко, С. М. Резник</i> .....	158
<b>Про вплив щільності на властивості плазми підводних розрядів</b> <i>П. В. Порицький, Л. М. Свята</i> .....	160

<b>Теорія стохастичної дифузії у стелараторах лінії Wendelstein у присутності радіального електричного поля</b>	
<i>А. В. Тихий, Я. І. Колесниченко</i> .....	162
<b>Плазмово-каталітичне реформування етанолу у вихрових потоках за різних температур у реакційній камері</b>	
<i>І. І. Федірчик, В. Я. Черняк, В. В. Юхименко, О. М. Цимбалюк</i> .....	163
<b>Chemically active components of microdischarge plasma in the vortex flow of air and CO<sub>2</sub></b>	
<i>О. М. Tymbaliuk, V. Ya. Chernyak, O. V. Kolomiets, Yu. P. Veremii, O. V. Prysiazhna</i> .....	165
<b>Плазмохімічний синтез оптично активних речовин у плазмово-рідинній системі з обертовим ковзним розрядом</b>	
<i>В. Я. Черняк, В. В. Юхименко, Д. Д. Третьяков, К. В. Юхименко, Е. А. Оберемок, І. І. Федірчик</i> .....	167
<b>Про можливість розщеплення частоти моди коливань плазми при переході порогу нестійкості</b>	
<i>Ю. В. Яковенко, М. Г. Тищенко, Я. І. Колесниченко</i> .....	169
<b>Секція 6. Радіоекологія та техногенно-екологічна безпека</b>	
<b>Радіохронометрія стронцій-ітрієвих бета-джерел з використанням методу хімічного розділення катіонів стронцію і цирконію</b>	
<i>Г. В. Васильєва, І. Ф. Миронюк, М. В. Стрільчук, І. А. Малюк, В. В. Тришин, Х. О. Савка</i> .....	171
<b>Аналіз результатів радіаційного моніторингу в санітарно-захисній зоні та зоні спостереження дослідницького ядерного реактора ВВР-М Інституту ядерних досліджень НАН України у 2020 р.</b>	
<i>О. В. Гайдар, В. В. Тришин, О. В. Сваричевська, І. О. Павленко, І. А. Малюк, О. В. Святун, С. В. Телецька</i> .....	173
<b>Визначення активності <sup>137</sup>Cs та <sup>90</sup>Sr в зразку за допомогою рідинно-сцинтиляційного спектрометра-радіометра Quantulus-1220</b>	
<i>М. О. Григоренко, Г. В. Васильєва, І. А. Малюк, М. В. Стрільчук, В. В. Тришин</i> .....	175
<b>Порівняльне дослідження взаємодії мікроміцетів <i>Cladosporium cladosporioides</i> з паливними частинками та з частинками, що утворилися внаслідок вибуху</b>	
<i>В. О. Желтоножський, Т. І. Тугай, А. В. Тугай, Л. В. Садовніков</i> .....	177
<b>Ecological half-life <sup>137</sup>Cs in mushrooms and fishes</b>	
<i>Н. Е. Zarubina, O. S. Burdo, O. L. Zarubin</i> .....	179
<b>Потужність поглиненої дози внутрішнього опромінення риб у водоймах Чорнобильської зони відчуження</b>	
<i>О. Є. Каглян, Д. І. Гудков, В. В. Беляєв, Л. П. Юрчук, Н. А. Поморцева, О. О. Гупало, І. І. Абрам'юк</i> .....	181
<b>Оцінка радіологічних загроз розробки Біляївського родовища каолінових глин</b>	
<i>К. О. Кориченський, О. В. Войцехович, Т. В. Лаврова</i> .....	183
<b>Дослідження радіоактивних випадінь у водоймі-охолоджувачі ЧАЕС</b>	
<i>Н. В. Кудіч, В. І. Ніколаєв, А. І. Липська, Л. В. Садовніков, О. О. Бурдо</i> .....	185
<b>Вплив орографічних факторів на осадження <sup>137</sup>Cs, <sup>210</sup>Pb у гірських масивах українських Карпат</b>	
<i>Л. С. Пірнач, Г. В. Лаптев</i> .....	187
<b>Питання комунікації та інформування в зонах спостереження АЕС</b>	
<i>В. А. Прилипка, М. М. Морозова, Ю. Ю. Озерова, І. В. Бондаренко, О. О. Пелюх</i> .....	189
<b>Статистика пожеж на території Чорнобильської зони відчуження за період 1993 - 2020 рр.</b>	
<i>В. П. Процак, Т. В. Гінчук, Г. В. Лаптев, К. О. Кориченський</i> .....	191
<b>Методологія радіоекологічного дослідження донних відкладень басейну річки Тиса</b>	
<i>Н. І. Святюк, О. І. Симканич, В. Т. Маслюк, О. М. Поп, В. І. Роман, В. О. Желтоножський</i> .....	193
<b>Огляд особливостей будови і застосування сучасних адсорбентів</b>	
<i>І. Ю. Сийка, С. І. Вучкан, О. Я. Сич</i> .....	195
<b>Вивчення рівня змін первинних і кінцевих продуктів перекисного окиснення ліпідів чотирьох пострадіаційних генерацій штамів <i>Cladosporium cladosporioides</i></b>	
<i>Т. І. Тугай, А. В. Тугай, В. О. Желтоножський, Л. В. Садовніков, Н. М. Сергійчук, О. Б. Поліщук</i> .....	197
<b>Радіальний розподіл <sup>137</sup>Cs та <sup>90</sup>Sr у стовбурі сосни звичайної</b>	
<i>О.-Р. Черняєв, Д. М. Голяка, В. В. Іллянко</i> .....	199
<b>Оцінка репродуктивного потенціалу очерету звичайного за умов довготривалого іонізуючого опромінення</b>	
<i>Н. Л. Шевцова, А. А. Явнюк, Д. І. Гудков</i> .....	201



## Секція 7. Радіобіологія

<b>Перспективи розвитку технологій в'ялення харчових продуктів</b> <i>Є. В. Бондаренко, Т. В. Ковалінська, В. І. Сахно</i> .....	203
<b>Цитогенетичний моніторинг мишоподібних гризунів на радонуклідно забруднених територіях</b> <i>О. О. Бурдо, Н. М. Рябченко, А. І. Липська, В. І. Ніколаєв, В. А. Шитюк</i> .....	205
<b>Особливості кровотворної системи індикаторних видів мишоподібних гризунів</b> <i>О. Б. Ганжа, Н. К. Родіонова, Н. М. Рябченко, А. І. Липська</i> .....	207
<b>Вільнорадикальні процеси у крові та печінці мишоподібних гризунів за разового іонізуючого опромінення</b> <i>Ю. П. Гриневич, Л. І. Маковецька, А. І. Липська, О. О. Бурдо</i> .....	209
<b>Вплив високоенергетичного опромінення фізрозчину на властивості алкалоїдів коніуму</b> <i>М. А. Заболотний, Ю. М. Барабаш, Л. І. Асламова, Л. М. Кіркілевська, Г. І. Соляник</i> .....	211
<b>Особливості інструментальних методів контролю концентрації тритію оксидів у повітрі виробничих приміщень</b> <i>О. В. Коваленко, О. О. Кряжич</i> .....	213
<b>Побудова калібрувальної кривої «доза - ефект» за частотою нестабільних хромосомних обмінів у лімфоцитах крові людини <i>in vitro</i> для джерела <sup>137</sup>Cs</b> <i>В. А. Курочкіна, Л. К. Бездробна, Т. В. Циганок</i> .....	215
<b>Хромосомні аберації у лімфоцитах людини за зовнішнього опромінення та забруднення зразків крові <sup>137</sup>Cs <i>in vitro</i></b> <i>В. А. Курочкіна, Л. К. Бездробна, Т. В. Циганок, М. В. Стрільчук, І. А. Малюк</i> .....	217
<b>Установка для тестування нейтронозахватних агентів <i>in vitro</i> на базі джерел нейтронів ІБН-7 та ІБН-23</b> <i>В. А. Лібман, М. В. Стрільчук, В. В. Тришин, Л. Є. Червонна, Ю. Б. Шевченко</i> .....	219
<b>FTIR-маркери адаптації рослин льону та сої на рівні протеому до умов радіоактивного забруднення</b> <i>С. В. Литвінов, Н. М. Рашидов, Н. К. Куцоконь, М. В. Кривохижа, О. Г. Нестеренко, Л. В. Худолєєва, Ю. А. Хома</i> .....	221
<b>Порівняльний аналіз мутаційного статусу гена <i>JAK2 V617F</i> у групах пацієнтів – постраждалих внаслідок аварії на ЧАЕС та без такого</b> <i>Л. В. Неумержицька, Б. Т. Клімук, С. В. Клименко</i> .....	223
<b>Особливості структурних і морфофункціональних змін у клітинах <i>in vitro</i> при дії світла оптичного діапазону (630 нм) та фотосенсибілізатора «Фотолон»</b> <i>О. Д. Почапінський, Г. Й. Лавренчук</i> .....	225
<b>Вплив передпосівного опромінення насіння шавлії лікарської на вміст розмаринової кислоти та фенолів в екстрактах із лікарської сировини</b> <i>С. А. Пчеловська, К. В. Листван, С. В. Литвінов, А. Г. Салівон, Л. В. Тонкаль</i> .....	227
<b>Відмінності гемато-імунологічних показників у мешканців екокризового регіону Донбасу в період проведення операції Об'єднаних сил</b> <i>О. Ракша-Слюсарєва, О. Слюсарєв, С. Боева, М. Гоженко, А. Рябо, Н. Серих, П. Коваленко, І. Тарасова, І. Маричев</i> .....	229
<b>Дослідження ефектів малих доз радіації в натурних експериментах</b> <i>Н. К. Родіонова, А. І. Липська, Н. М. Рябченко, О. Б. Ганжа, О. О. Бурдо, В. А. Шитюк, В. І. Ніколаєв</i> .....	231
<b>Стан гемопоетичної системи мишей <i>Valb/C</i> за умов гострої та тривалої дії іонізуючої радіації</b> <i>І. З. Руссу, Н. М. Білько</i> .....	233
<b>Цитогенетичні дослідження індикаторних видів мишоподібних гризунів з трансформованих біоценозів водойми-охолоджувача ЧАЕС</b> <i>Н. М. Рябченко, А. І. Липська, О. О. Бурдо, Н. К. Родіонова, О. Б. Ганжа</i> .....	235
<b>Особливості геномної нестабільності при рентгенівському і УФ-С опроміненні рослин</b> <i>Д. О. Соколова, Т. В. Галич, О. П. Кравець</i> .....	237
<b>Експериментальне моделювання дії чинників Чорнобильської катастрофи: підсумки, сьогодення, пріоритети подальших досліджень</b> <i>В. В. Талько, Г. Й. Лавренчук, Н. П. Атаманюк, Є. М. Малишевська</i> .....	239
<b>Вікова макулярна дегенерація як віддалений наслідок радіаційного впливу</b> <i>П. А. Федірко, Т. Ф. Бабенко, Р. Ю. Дорічевська, Н. А. Гарькава, Ю. В. Єфімова</i> .....	240
<b>Авторський показчик</b> .....	242

**EFFECT OF NUCLEAR SURFACE OSCILLATIONS  
ON ISOSCALAR DIPOLE RESONANCES**

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

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

The isoscalar dipole excitations of finite Fermi systems are related to the center of mass motion of the system and therefore shall be studied within the translation-invariant model as the effect of the second order for the dipole moment (in the first order, they reduce to the center-of-mass motion). Taking into account these features, it can be expected that surface effects significantly affect the dynamics of isoscalar dipole excitations. In this paper, the effect of nuclear surface oscillations on isoscalar dipole excitations is studied by using the translation-invariant model of small oscillations of finite Fermi systems, based on the Vlasov kinetic equation for finite systems with moving surface. This model explicitly uses collective variables describing oscillations of the nuclear surface and therefore is especially useful for our purpose.

In our model, a nucleus is treated as a gas of interacting nucleons confined to a spherical cavity with a moving surface. The dipole surface vibrations are described by a set of collective variables  $\delta R_{1M}(\nu, \varphi, t) = \delta R_{1M}(t) Y_{1M}(\nu, \varphi)$  that define the time-dependent position of the droplet surface  $R(\nu, \varphi, t)$ , which is a sphere with radius  $R$  in equilibrium. The fluctuation of the phase-space distribution function  $\delta n$  related to the isoscalar dipole excitations is determined by the linearized Vlasov equation and satisfies the mirror reflection boundary condition at the moving surface

$$[\delta n(\vec{r}, \vec{p}_\perp, p_r, t) - \delta n(\vec{r}, \vec{p}_\perp, -p_r, t)]|_{r=R} = -2p_r \frac{dn_0}{de} \frac{\partial}{\partial t} \delta R(\vartheta, \varphi, t), \quad (1)$$

where  $p_r$  is the radial momentum,  $p_\perp = (0, p_\nu, p_\varphi)$  and  $n_0$  is the equilibrium distribution function. The (Fourier transformed in time) solution with this boundary condition can be written as

$$\delta n(\vec{r}, \vec{p}, \omega) = \delta n_{stat.surf}(\vec{r}, \vec{p}, \omega) + \delta n_{dyn.surf}(\vec{r}, \vec{p}, \omega). \quad (2)$$

Here  $\delta n_{stat.surf}$  is the solution of the Vlasov equation for a system confined by the static (fixed) surface while the fluctuation  $\delta n_{dyn.surf} \sim \delta R$  is due to surface oscillations. To study the effect of nuclear surface oscillations on the isoscalar dipole modes we neglect the static-surface contribution to the solution  $\delta n$  and consider the dynamic-surface approximation defined as

$$\delta n(\vec{r}, \vec{p}, \omega) \approx \delta n_{dyn.surf}(\vec{r}, \vec{p}, \omega). \quad (3)$$

The isoscalar dipole response function is determined as

$$R(\omega) = \int d\vec{r} \int d\vec{p} r^3 Y_{1M}^*(\vartheta, \varphi) \delta n(\vec{r}, \vec{p}, \omega). \quad (4)$$

The strength function  $S(\omega) = -(1/\pi) \text{Im} R(\omega)$  in the energy region of the isoscalar dipole resonances is shown in Fig. 1 ( $E = \hbar\omega$ ). The isoscalar dipole strength function displays two resonances at the centroid energies of 11.5 MeV and 24.3 MeV, see the solid curve in Fig. 1. It can be seen that the strength distribution in the energy region of the dipole resonances is determined by the effects of the dynamic surface.

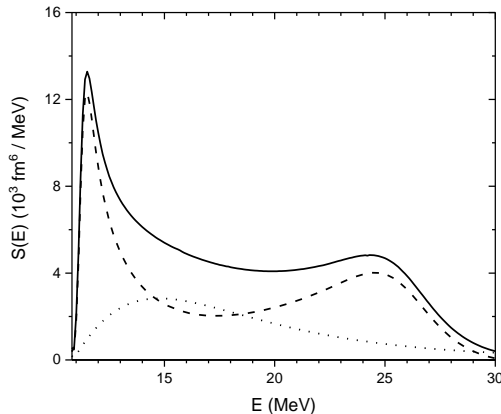


Fig. 1. Isoscalar dipole strength function in the energy region of the isoscalar dipole resonances is shown in different approximations: the exact strength function within our model (solid curve), the strength function in the dynamic-surface approximation, see Eq. (3), (dashed curve) and evaluated with static-surface boundary condition (dotted curve). The system contains  $A=208$  nucleons.

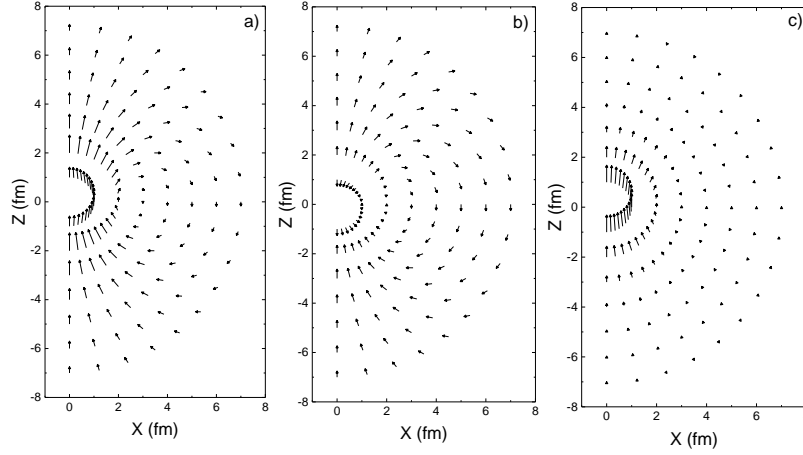


Fig. 2. Velocity fields in the XZ-plane associated with the low-energy resonance of the isoscalar dipole strength function at the centroid energy of 11.5 MeV, see Fig. 1 (solid curve) is shown in different approximations: the velocity field evaluated with the exact solution  $\delta n$ , Fig. 2, a, in the dynamic-surface approximation with solution  $\delta n_{dyn.surf.}$ , Fig. 2, b, and in the static-surface approximation with solution  $\delta n_{stat.surf.}$ , Fig. 2, c.

The velocity field describes the spatial distribution of the average nucleon velocity under a collective excitation. The (Fourier-transform in time) velocity field is determined as

$$\vec{u}(\vec{r}, \omega) = (m\rho_0)^{-1} \int d\vec{p} \vec{p} \delta n(\vec{r}, \vec{p}, \omega). \quad (5)$$

Here  $\rho_0$  is the nuclear equilibrium density. The velocity field is considered in the meridian plane XZ, so the radius-vector of the particle is  $\vec{r} = (x, y=0, z)$ . The results of numerical calculations of the velocity fields associated with the low- and high-energy resonances of the dipole strength function at centroid energies are shown in Figs. 2 and 3 in different approximations. Calculations display the vortex (toroidal) character of the low-energy resonance while the high-energy resonance exhibits the compression character, see Figs. 2, a and 3, a. The formation of both the vortex mode, see Figs. 2, a and 2, b, and the compression mode, see Fig. 3, a and 3, b, is mostly due to the dynamical surface effects.

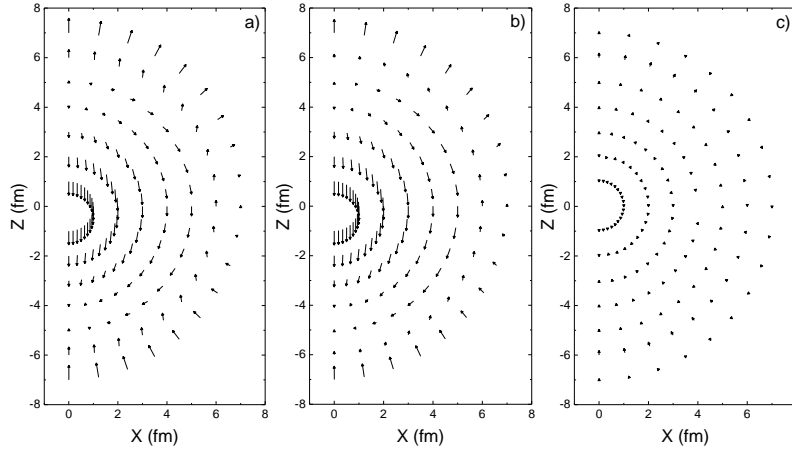


Fig. 3. Velocity fields in the XZ-plane associated with the high-energy resonance of the isoscalar dipole strength function at the centroid energy of 24.3 MeV, see Fig. 1 (solid curve), in the same approximations as in Fig. 2.

Our semiclassical approach makes it possible to obtain additional information on the nature of collective isoscalar dipole excitations in heavy nuclei [1, 2]. In this paper, it is shown that the isoscalar dipole resonances (vortex and compression modes), which are observed in heavy spherical nuclei, are essentially due to the dynamic effects of the nuclear surface.

1. V.I. Abrosimov, O.I. Davidovskaya. Ukr. J. Phys. 63 (2018) 1043.
2. V.I. Abrosimov, O.I. Davidovskaya. Nucl. Phys. At. Energy 21 (2020) 129.

**SCATTERING OF TWO COLLIDING BEAMS BY FIXED TARGET NUCLEI –  
A METHOD TO EXPLORE THE QCD MATTER PROPERTIES  
UNDER NEW EXTREME CONDITIONS**

**K. A. Bugaev<sup>1,2</sup>, O. V. Vitiuk<sup>3</sup>, V. M. Pugatch<sup>3</sup>, N. S. Yakovenko<sup>2</sup>, P. P. Panasiuk<sup>2</sup>,  
E. S. Zharebtsova<sup>4</sup>, B. E. Grinyuk<sup>1</sup>, V. M. Dobishuk<sup>3</sup>, S. B. Chernyshenko<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> *Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

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

<sup>3</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>4</sup> *Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Science, Moscow, Russia*

After more than three decades of investigating the phase diagram of strongly interacting matter in binary nuclear collisions (BNC) it became clear that the most interesting phenomena such as the expected chiral symmetry restoration and the deconfinement phase transitions may occur at rather low center-of-mass collision energies with the thresholds  $\sqrt{s_{NN}} \approx 4 - 5$  GeV [1, 2] for the chiral symmetry restoration phase transition and  $\sqrt{s_{NN}} \approx 9 - 10$  GeV [1, 2] for the deconfinement one. Recently the community of heavy-ion collisions came to a conclusion that in addition to the A + A collisions we inescapably need an independent and reliable source of information about the equation of state (EoS) of strongly interacting matter [3, 4]. In line with this idea, we suggest considering the triple nuclear collisions (TNC) [5, 6]. The TNC can be done either by inserting a super-thin target into the interaction zone of two colliding beams [5, 7], or by making the jet target consisting of small metallic droplets of about 1 - 2  $\mu\text{m}$  size [8], or by installing the third (storage) ring in a perpendicular direction to two colliding beams. Since the TNC idea is a new one, here we just outline a few principal advantages of TNC over the BNC, whereas the estimates of TNC rates and details of the experimental setup will be discussed in the separate publications.

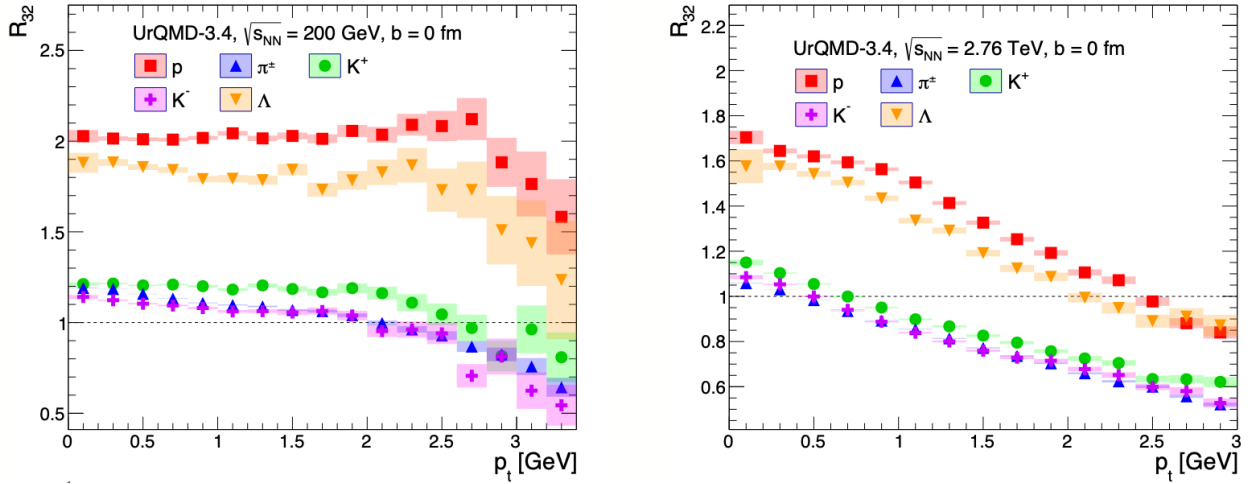


Fig. 1. The ratio of transversal momentum spectra of the most central and simultaneous Pb + Pb + Pb TNC to the one found for the most central Pb + Pb collisions (3-to-2 nuclei enhancement factor for  $p_T$  spectra) of hadrons obtained for the same collision energy  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV (*left*) and for  $\sqrt{s_{NN}} = 2760$  GeV (*right*) as a function of particle transverse momentum found for vanishing impact parameter  $b = 0$ .

Our simulations with UrQMD 3.4 model show that using the TNC one can probe the new extreme conditions [6], namely very high baryonic charge density, even at the highest RHIC energies of collisions. In Fig. 1 we demonstrate the 3-to-2 enhancement factor as a ratio of the quantity obtained by UrQMD 3.4 model for the most central Pb + Pb + Pb to the same quantity found for the most central Pb + Pb collisions at the same energy of colliding beams  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV and  $\sqrt{s_{NN}} = 2760$  GeV. As one can see from Fig. 1, the yield of protons and  $\Lambda$ -hyperons in the TNC is enhanced almost by a factor of 2 at low transverse momenta. This feature can be used to detect the TNC in the event-by-event analysis. Also, we studied the evolution of the central cell with the size  $3 \times 3 \times 3 \text{ fm}^3$ . The results for the most central Pb + Pb + Pb TNC for  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV (RHIC) and  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV (LHC) are shown in Fig. 2. To find out the values of baryonic chemical potential  $\mu_B$  and temperature  $T$  inside the central cell, we used the MIT Bag Model equation of state [9] for 3 colors and 3 massless quark flavors, i.e. for the system pressure  $p^{\text{BM}} = 95/180\pi^2 T^4 + T^2 \mu_B^2/6 + \mu_B^4/(108\pi^2) - B_{\text{vac}}$ ,

with a typical value  $(B_{\text{vac}})^{1/4} = 206$  MeV. Equating the baryonic charge density  $\rho_{\text{cell}}$  and the energy density  $\varepsilon_{\text{cell}}$  found for the central cell to the corresponding quantities of the MIT Bag Model  $\rho_{\text{BM}} = \partial p^{\text{BM}} / \partial \mu_{\text{B}}$  and  $\varepsilon_{\text{BM}} = T \partial p^{\text{BM}} / \partial T + \mu_{\text{B}} \rho_{\text{BM}} - p^{\text{BM}}$ , we found the values of  $\mu_{\text{B}}$  and  $T$  in central cell (see Fig. 2). As one can see from the right panel of Fig. 2, for the same temperature the values of  $\mu_{\text{B}}$  are essentially larger in the TNC than in the BNC.

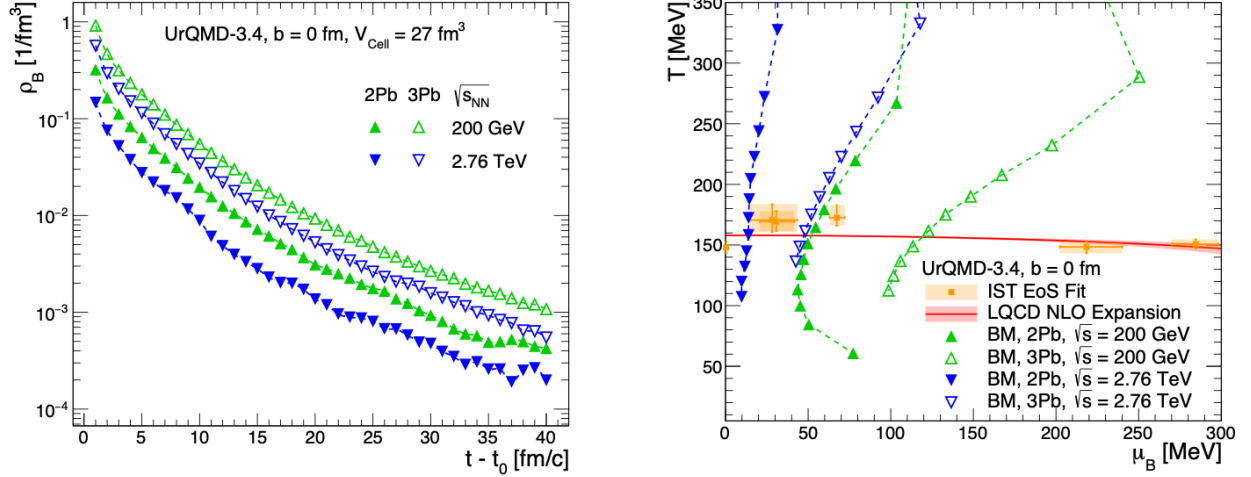


Fig. 2. The time evolution of the baryonic charge density (left) and  $T$  ( $\mu_{\text{B}}$ ) (right) in the central cell during the process of ordinary BNC (filled symbols) and for the TNC (empty symbols) found for the same energies as in Fig. 1 (left). The baryonic chemical potential  $\mu_{\text{B}}$  and temperature  $T$  in the central cell were obtained with the MIT Bag Model equation of state [9]. The topmost points correspond to the time  $t - t_0 > 1$  fm ( $t_0$  is the time when expansion begins). The orange curve of pseudo-critical temperature corresponds to a lattice QCD parameterization [10], while the crosses correspond to the chemical freeze-out parameters in Pb+Pb collisions found in Ref. [1].

The main conclusion of this work is as follows: the new and exciting physics of TNC awaits us. We hope that many new phenomena will be discovered with TNC.

*Acknowledgments.* K.A. Bugaev, O.V. Vitiuk, V.M. Pugatch, B.E. Grinyuk, V.M. Dobishuk, and S.B. Chernyshenko acknowledge support from the NAS of Ukraine Program to enhance cooperation with CERN and JINR “Fundamental research on high-energy physics and nuclear physics” launched by the Section of Nuclear Physics and Energetics of NAS of Ukraine.

1. K.A. Bugaev et al. Phys. Part. Nucl. Lett. 12 (2015) 238; Eur. Phys. J. A 52(6) (2016) 175.
2. W. Cassing et al. Phys. Rev. C 93 (2016) 014902.
3. E.R. Most et al. Phys. Rev. Lett. 122 (2019) 061101.
4. A. Bauswein et al. Phys. Rev. Lett. 122 (2019) 061102.
5. V. Pugatch. “Physics and Techniques of the Fixed Metal Microstrip Target for the LHCb Experiment”, talk at the Int. Conference “CERN-Ukraine cooperation: current state and prospects”, Kharkiv, Ukraine, May 15, 2018. <https://cds.cern.ch/record/2658000>
6. O.V. Vitiuk et al. arXiv:2108.02711 [hep-ph] and references therein.
7. S. Chernyshenko, V. Dobishuk, V. Pugatch (on behalf of the LHCb Collaboration). “The concept of a superthin fixed target for the LHCb experiment in Run4”, poster at the Int. Conference “Offshell-2021”, CERN, July 6 - 9, 2021. <https://cds.cern.ch/record/2775325/files/Poster-2021-1050.pdf>
8. V. Pugatch et al. Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res., Sect. B: Beam Interactions with Materials and Atoms 70 (1992) 570.
9. A. Chodos et al. Phys. Rev. D 9 (1974) 3471.
10. S. Borsanyi et al. Phys. Rev. Lett. 125 (2020) 052001.

# RELATIVISTIC EQUATION OF STATE OF HADRON RESONANCE GAS WITH LORENTZ CONTRACTED EXCLUDED VOLUMES AND ITS RELATION TO MORPHOLOGICAL THERMODYNAMICS

**K. A. Bugaev<sup>1,2</sup>, N. S. Yakovenko<sup>2</sup>, O. V. Vitiuk<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> *Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

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

<sup>3</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

We present a solution to the long-standing problem of constructing the causal equation of state of hadron resonance gas model (HRGM) with Lorentz contracted eigenvolumes of particles with the hard-core repulsion. It is based on the concept of Induced Surface and Curvature Tension (ISCT) [1] to treat the excluded volumes of hard spheres in the high-pressure region. Its mathematically sound and extensive derivation was obtained according to principles of morpho-logical thermodynamics [2]. Following the Hadwiger theorem, the concept of morphological thermodynamics [3] assumes that the change of free energy of a convex rigid body  $B$  immersed into the fluid whose state is away from both from the critical point and from wetting and drying transitions can be completely described by four thermodynamic characteristics only: the system pressure  $\rho$ , the mean surface tension coefficient  $\Sigma$ , the mean curvature tension coefficient  $K$ , and the bending rigidity coefficient  $\psi$ , i.e.  $-\Delta\Omega = pV_B + \Sigma S_B + KC_B + \psi X_B$ . Here the quantities  $V_B$ ,  $S_B$ ,  $C_B$  and  $X_B$  are, respectively, the volume of the rigid body  $B$ , its surface, mean curvature integrated over the surface of  $B$ , and the mean Gaussian curvature integrated over the surface of  $B$ , which can

be defined as  $C_B = \int \partial B d^2r \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{R_{c1}} + \frac{1}{R_{c2}} \right]$  and  $X_B = \int \partial B d^2r \frac{1}{R_{c1}R_{c2}}$  using local principal curvature radii  $R_{c1}$

and  $R_{c2}$ . This concept was extended to the grand canonical ensemble of systems with a not conserved number of particles. Practically an exact formula for the relativistic second virial coefficient (excluded volume) (Fig. 1) was obtained and investigated for various equations of state and a wide range of temperatures  $T$  and was shown that it reproduces a close packing of equal spheres limit  $\eta = 1 - \pi / (3\sqrt{2}) \approx 0.26$  in case of high temperatures with sufficient accuracy without any prior knowledge about such system configuration (Fig. 2).

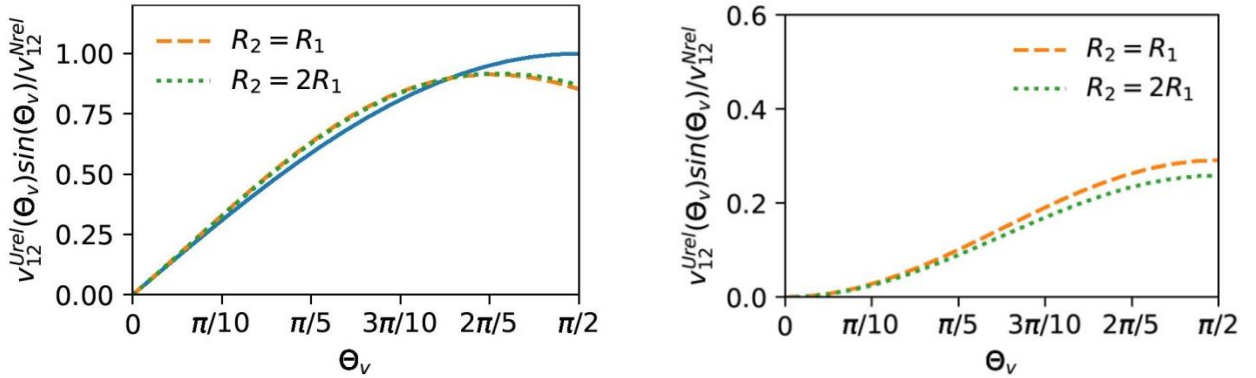


Fig. 1. The excluded volume  $v_{12}^{Urel}(\Theta_v) \sin(\Theta_v)$  of two Lorentz contracted hard spheres in units of the excluded volume of two nonrelativistic hard spheres  $v_{12}^{Nrel}$  for the radii  $R_1 = R_2$  fm (dashed curve) and for the radii  $R_1 = 2R_2$  fm (dotted curve) as a function of the angle  $\Theta_v$  between the 3-momentum vectors of the particles. The *left panel* shows the nonrelativistic limit  $\gamma_1 = \gamma_2 = 1$  (for two spheres). The solid curve is the exact result for  $v_{12}^{Urel}(\Theta_v) \sin(\Theta_v)$ , while the dashed and dotted curves are obtained approximate formula [4]. The *right panel* shows the ultra-relativistic limit  $\gamma_1 = \gamma_2 = 1000$  (for two thin disks).

We as well propose an ansatz to take into account the effect of Lorentz contraction for higher-order virial coefficients of Boltzmann particles with hard-core repulsion. Such an ansatz allows us to obtain the expected vanishing limit for the effective relativistic excluded volume for high temperatures  $T \gg m$ .

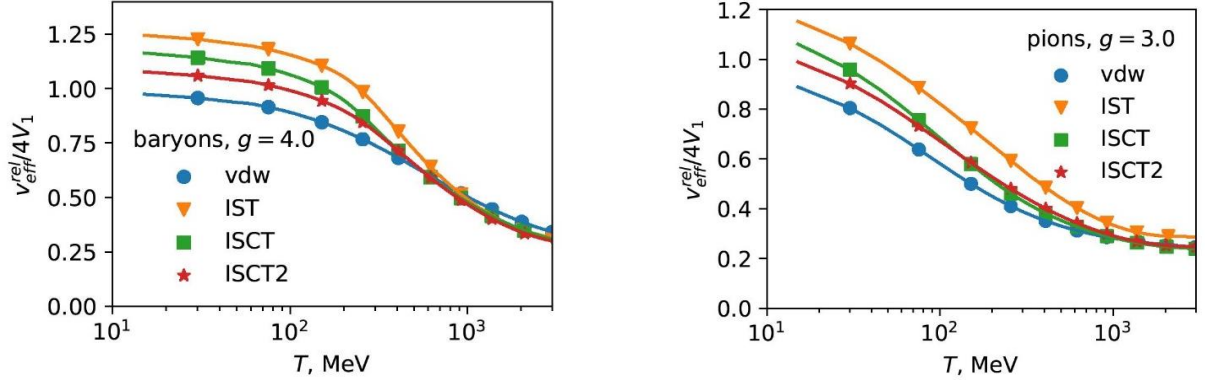


Fig. 2. Averaged excluded volume of gas of Lorentz contracted rigid spheres in units of the excluded volume of two non-relativistic hard spheres of radius  $R_1 = 0.39$  fm as a function of the temperature of the system  $T$ . Various markers correspond to different sets of ISCT EoS parameters. *Left panel*: a gas of baryons (nucleons and anti-nucleons) with masses  $m_1 = 940$  MeV and degeneracy factor  $g_1 = 4$ . *Right panel*: a gas of pions with masses  $m_1 = 140$  MeV and degeneracy factor  $g_1 = 3$ .

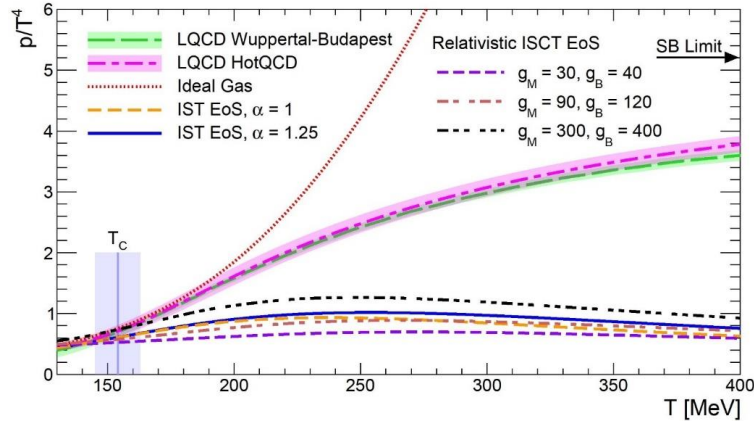


Fig. 3. Comparison of the pressure of ISCT EoS for Lorentz contracted hard spheres which is able to mimic the hadrons resonance gas model (solid and dashed curves) with the lattice QCD thermodynamics data (long dashed curve for [5] and the dashed-dotted curve for [6]) as the function of temperature at vanishing baryonic chemical potential.

The present work is a first and important step to the development of the novel hadron resonance gas model with multicomponent hard-core repulsion which is causal inside the whole hadronic phase of the QCD matter. In contrast to all known formulations of the hadronic matter EoS which in some way are taking into account the Lorentz contraction of particle's eigenvolumes, the present formulation correctly reproduces the relativistic excluded volume of two hard-core particles with arbitrary velocities and masses. This automatically provides the correct value of their second virial coefficient, which in the relativistic case differs from the relativistic excluded volume, and comparison with lattice QCD thermodynamics is shown in Fig. 3.

*Acknowledgments.* K. A. Bugaev acknowledges support from the NAS of Ukraine by its priority project “Fundamental properties of the matter in the relativistic collisions of nuclei and in the early Universe” (No. 0120U100935).

1. N.S. Yakovenko et al. Eur. Phys. J. Special Topics 229 (2020) 3445.
2. P.M. König, R. Roth, K.R. Mecke. Phys. Rev. Lett. 93(16) (2004) 160601.
3. H. Hansen-Goos, R. Roth. J. Phys.: Condens. Matter 18 (2006) 8413.
4. K.A. Bugaev et al. Phys. Scr. 96 (2021) 125302.
5. S. Borsanyi et al. Phys. Lett. B 730 (2014) 99.
6. A. Bazavov et al. Phys. Rev. D 90 (2014) 094503.

# THE ROLE OF SMALL HARD-CORE RADIUS OF LAMBDA-HYPERON IN THE PUZZLE OF HYPER-TRITON PRODUCTION IN RELATIVISTIC COLLISIONS OF HEAVY IONS

**O. V. Vitiuk<sup>1</sup>, K. A. Bugaev<sup>2,3</sup>, E. S. Zherebtsova<sup>4</sup>**

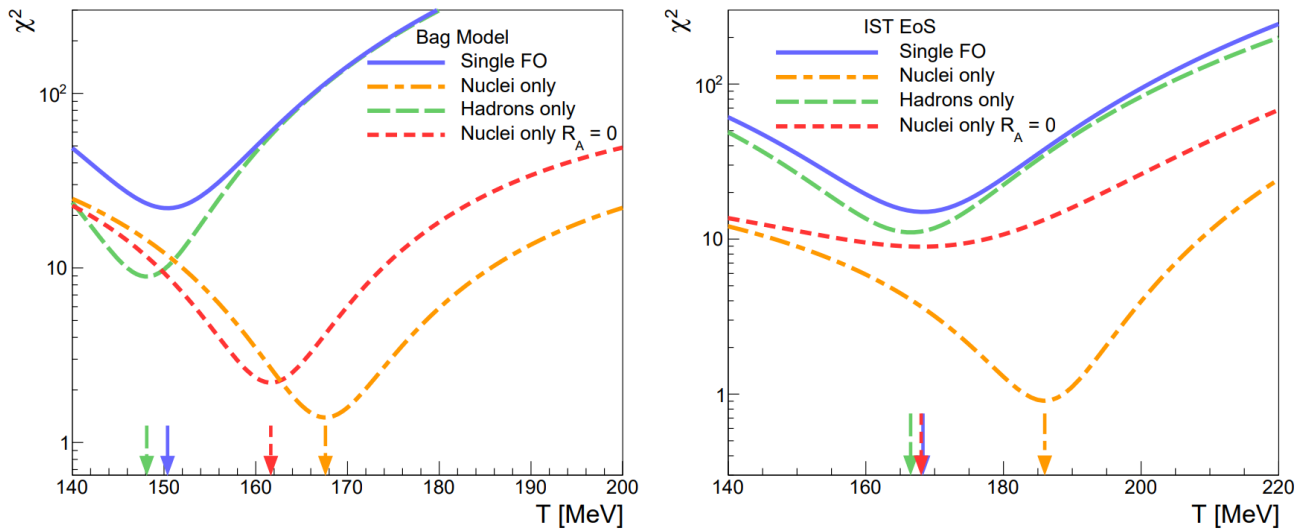
<sup>1</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup> *Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>3</sup> *Department of Physics, Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine*

<sup>4</sup> *Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Science, Moscow, Russia*

The CFO of hadrons is successfully described by different versions of HRGM in a wide energy range. However, some observables are not well understood and can be used to work out the correct EoS of QCD matter. One of them is a production of (anti-)(hyper-)nuclei in relativistic heavy-ion collisions. This problem is interesting because the typical binding energy of such objects is significantly less than the typical CFO temperatures. There are, however, several problems, if one needs to describe light nuclei production within HRGM. One of them is the second virial coefficient of the mixture of light nuclei and hadrons.



Temperature dependence of  $\chi_{tot}^2$ ,  $\chi_h^2$  and  $\chi_A^2$  of ALICE data measured at  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV obtained with the BMR- $\Lambda$  EoS (left) and of STAR data measured at  $\sqrt{s} = 200$  GeV obtained with the IST- $\Lambda$  EoS (right).

In order to solve this problem, we used a fact that light nuclei are roomy clusters and one can use the simple approximation of the second classical virial coefficient for the mixture of such nuclei and hadrons. For the case of the nucleus of constituents which can be divided into sorts, one can write:

$$b_{Ah} = \sum_{k=1}^{N_s} n_k \frac{2\pi}{3} (R_k + R_h)^3.$$

Using this approximation one can derive IST EoS for the mixture of hadrons and nuclei. The resulting system of equations coincides with the original IST EoS:

$$p = T \sum_{k=1}^N \phi_k \exp \left[ \frac{\mu_k - pV_k - \alpha \Sigma S_k}{T} \right], \quad \Sigma = T \sum_{k=1}^N R_k \phi_k \exp \left[ \frac{\mu_k - pV_k - \alpha \Sigma S_k}{T} \right]$$

if one introduces the following notations:

$$R_A = \sum_{k=1}^{N_s} n_k R_k, \quad S_A = \sum_{k=1}^{N_s} n_k S_k, \quad V_A = \sum_{k=1}^{N_s} n_k V_k.$$



We use also approximate and complementary, named Bag Model Radii (BMR):

$$R_A = \left[ \sum_{k=1}^{N_k} n_k (R_k + \bar{R}) \right]^{1/3} - \bar{R}, \quad S_A = 4\pi R_A^2, \quad V_A = \frac{4}{3}\pi R_A^3.$$

In this work, we consider two CFO scenarios: single and separate freeze-out of hadrons and light nuclei. Model parameters:  $R_\pi = 0.15$  fm,  $R_K = 0.395$  fm,  $R_\Lambda = 0.085$  fm,  $R_m = 0.42$  fm,  $R_b = 0.365$  fm and  $\alpha = 1.25$ .  $T$ ,  $\mu_B$  and  $V$  are set as fit parameters (for ALICE energy  $\mu_B = 0$ ).  $\gamma_S = 1$  and  $\mu_{13} = 0$ .

In this study, we perform a thorough analysis of the CFO problem of hadrons and light nuclei at top RHIC energy  $\sqrt{s} = 200$  GeV and at LHC energy  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV.

As an independent indicator of the CFO scenario for the STAR energies we used the  $S_3$  and  $\bar{S}_3$  ratios that were not included in the fit.

Using this model in combination with small radii of  $\Lambda$  hyperon, we can accurately describe experimental data on light nuclei and even data on hypertriton. From HRGM it is seen that light nuclei are better described with CFO temperature 168 MeV both at ALICE and STAR energies. On the other hand, the chemical freeze-out of hadrons at these energies occurs under different conditions.

1. K.A. Bugaev et al. Nucl. Phys. A. 970 (2018) 133.
2. K.A. Bugaev et al. Eur. Phys. J. A 56 (2020) 11.
3. O.V. Vitiuk et al. Eur. Phys. J. A 57(74) (2021) 1.

## ЗАУВАЖЕННЯ ЩОДО ПРОСТОРОВОГО КОЛАПСУ В НЕСКІНЧЕННІЙ БОЗЕ-СИСТЕМІ

**Б. Є. Гринюк<sup>1</sup>, К. О. Бугасв<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> *Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, Київ, Україна*

<sup>2</sup> *Національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна*

На основі варіаційного принципу показано, що умова просторового колапсу в нескінченній системі взаємодіючих бозе-частинок зовсім не визначається величиною двочастинкової довжини розсіяння для потенціалу взаємодії між частинками, на відміну від результату, який випливає з рівняння Гроса - Пітаєвського [1 - 4] і означає наявність чи відсутність колапсу залежності від знаку довжини розсіяння [5].

Ми розглядаємо систему  $N$  тотожних бозе-частинок із парною взаємодією  $\hat{V} = \sum_{i>j=1}^N V(r_{ij})$ ,

$r_{ij} \equiv |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|$ , загального вигляду, яка може мати крім притягувальної також і відштовхувальну частину на менших відстанях. Для варіаційної оцінки енергії основного стану системи ми використовуємо найпростішу пробну функцію у вигляді добутку одночастинкових функцій. Для конкретності вибираємо добуток гаусових функцій:

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) = \prod_{k=1}^N \exp\left(-(\mathbf{r}_k / R)^2\right) \equiv \exp\left(-\frac{1}{R^2} \sum_{k=1}^N r_k^2\right) \quad (1)$$

із радіусом  $R$ , який характеризує розміри системи.

Після обчислення середніх значень від кінетичної і потенціальної енергій та інтегралу нормування, з варіаційного принципу Рітца ми отримуємо оцінку для енергії основного стану  $E_0$ . У випадку фіксованого параметра  $R$ , але набагато більшого за радіус взаємодії, енергія системи в розрахунку на одну частинку, оцінена на пробній функції (1), не перевищує такого виразу:

$$\frac{E_0}{N} \leq \frac{3\hbar^2}{2mR^2} + \frac{N-1}{2\pi^{3/2}R^3} \int V(r) d\mathbf{r}. \quad (2)$$

Перший член в (2) виникає за рахунок кінетичної енергії ( $m$  – маса кожної з тотожних бозе-частинок), а другий – за рахунок потенціальної енергії. Очевидно, що якщо інтеграл від потенціалу в (2) від'ємний, то при  $N \rightarrow \infty$  весь вираз у правій частині (2), завдяки наявності множника  $(N-1)$ , прямує до мінус безмежності, а разом із ним прямує до мінус безмежності і енергія основного стану у розрахунку на одну частинку. Оскільки об'єм системи ми вважаємо фіксованим (бо  $R$  фіксоване за нашим вибором), то густина частинок при  $N \rightarrow \infty$  прямує до безмежності. Отже, ми отримали достатню умову просторового колапсу в системі бозе-частинок:

$$\int V(r) d\mathbf{r} < 0. \quad (3)$$

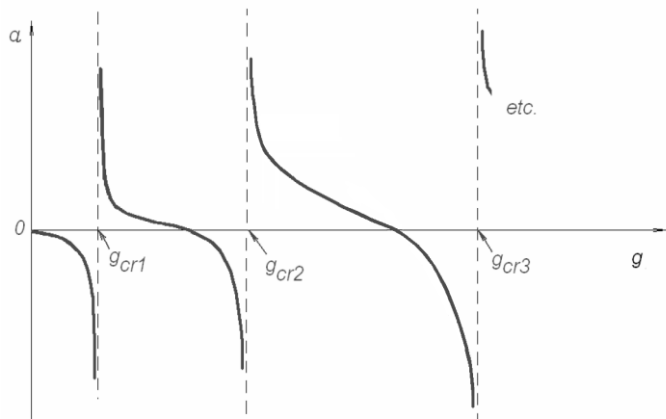
Зауважимо, що ця умова є достатньою, але не є необхідною, тобто колапс може спостерігатися і при дещо слабших умовах на парний потенціал. Для встановлення таких умов треба було б розглянути більш тонку варіаційну оцінку, ніж та, що використовує добуток одночастинкових функцій типу (1).

Розглянемо тепер однопараметричну множину потенціалів

$$V_g(r) \equiv V_0(r) - g \cdot \exp\left(-(r/r_0)^2\right) \quad (4)$$

з додатковим притягуванням інтенсивністю  $g$  і деяким радіусом порядку  $r_0$ . Очевидно, що при всякому  $g > 0$  потенціал  $V_g(r)$  задовольняє умові (3), якщо їй задовольняє потенціал  $V_0(r)$ . Отже, зі зростанням константи  $g$  ми можемо лише посилювати колапс в системі, в той час як загальновідомо, що довжина розсіяння на потенціалі  $V_g(r)$  залежить від константи  $g$  приблизно так, як показано на

схематичному рисунку: зі зростанням  $g$  вона може різко змінювати свою величину і знак (поблизу  $g_{cr1}, g_{cr2}, g_{cr3}, \dots$ , де появляються нові зв'язані стани в системі двох частинок), а також проходити через нуль. Така поведінка довжини розсіювання від інтенсивності притягування свідчить про те, що ні величина, ні знак довжини розсіювання ніяк не пов'язані з наявністю чи відсутністю колапсу в системі, який присутній при всякому  $g > 0$ .



Схематична залежність довжини розсіювання  $a$  від інтенсивності  $g$  додаткового притягування потенціалу (4). При всякому  $g$  потенціал  $V_g(r)$  задовольняє умові (3). Константи  $g_{cr1}, g_{cr2}, g_{cr3}, \dots$  відповідають значенням  $g$ , при яких з'являються зв'язані стани в системі двох частинок (для конкретності вважаємо, що потенціал при  $g = 0$  дві частинки не зв'язує).

Наші оцінки можуть бути важливими для дослідження фазової діаграми  $\alpha$ -матерії, яка інтенсивно обговорюється останніми роками [6].

Дослідження виконувались в рамках НДР НАН України «Структура та динаміка статистичних та квантово-польових систем» № 0117U000240.

1. В.Л. Гинзбург, Л.П. Питаевский. ЖЭТФ 34 (1958) 1240.
2. E.P. Gross. Nuovo Cimento 20 (1961) 454.
3. Л.П. Питаевский. ЖЭТФ 40 (1961) 646.
4. E.P. Gross. Math. Phys. 4 (1963) 195.
5. L.P. Pitaevskii. Phys. Lett. A 221 (1996) 14.
6. L.M. Satarov et al. Phys. Rev. C 103 (2021) 024301 and references therein.

# EVALUATION OF THE FISSION BARRIER VALUES USING THE EXPERIMENTAL VALUES OF THE RATIO $\Gamma_f(E)/\Gamma_n(E)$

**O. I. Davydovska, V. Yu. Denisov**

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

The ratio  $R(E) = \Gamma_f(E)/\Gamma_n(E)$  of the fission width  $\Gamma_f(E)$  to the neutron evaporation width  $\Gamma_n(E)$  is an important and widely used characteristic of various nuclear reactions related to the decay of strongly excited heavy nuclei [1 - 5]. This ratio is extracted in various experiments and shows the competition between the neutron emission and the fission [1 - 5]. The widths  $\Gamma_f(E)$  and  $\Gamma_n(E)$  depend on the energy level density  $\rho(e)$ , the fission barrier  $B_f$ , the neutron separation energy  $B_n$ , and the total excitation energy  $E$  of the nucleus [1 - 5].

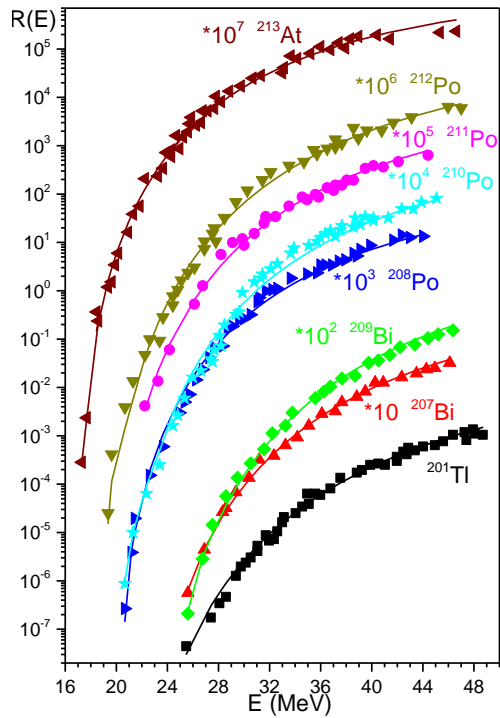
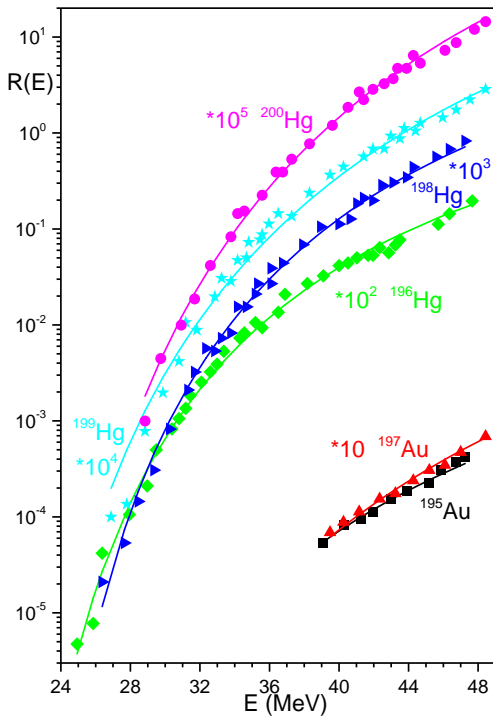
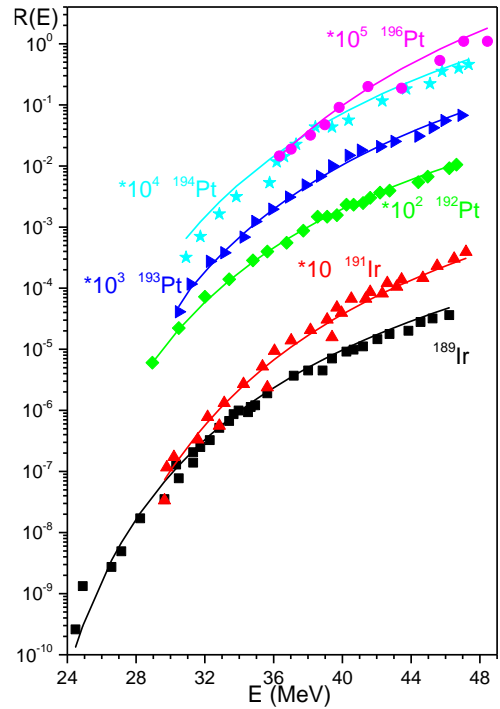
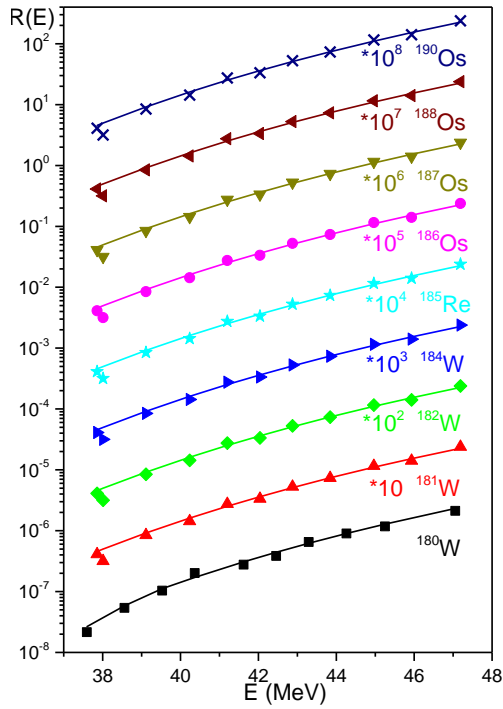
In this work we calculate values of the ratio  $R(E) = \Gamma_f(E)/\Gamma_n(E)$  for 29 nuclei such as  $^{180,181,182,184}\text{W}$ ,  $^{185}\text{Re}$ ,  $^{186,187,188,190}\text{Os}$ ,  $^{189,191}\text{Ir}$ ,  $^{192,193,194,196}\text{Pt}$ ,  $^{197,195}\text{Au}$ ,  $^{196,198,199,200}\text{Hg}$ ,  $^{201}\text{Tl}$ ,  $^{207,209}\text{Bi}$ ,  $^{208,210,211,212}\text{Po}$  and  $^{213}\text{At}$ . In our calculations for the fission width, we use the expression, which takes into account the dependence of the fission barrier  $B_f(\varepsilon)$  on the thermal excitation energy  $\varepsilon$  [5]. Note, that the values of the statistical model parameters used in our analysis are taken from Ref. [6] without any modification. The values of parameters used in our approach are reasonable.

The comparison of the calculated values of the ratio  $R(E)$  with the experimental data for 29 nuclei is presented in Fig. 1. Note that the experimental values of the ratio  $R(E)$  are measured in reactions with different projectiles and targets [2]. Therefore, we see slightly different data points at close energies and nuclei in Fig. 1. Due to this, our goal is to describe the average behavior of the ratio  $R(E)$  for each nucleus. The average behaviors of the experimental data are well described in Fig. 1.

Using the found values of the ratio  $R(E) = \Gamma_f(E)/\Gamma_n(E)$  we estimate the fission barrier heights for 29 nuclei. We compare these values with the experimental data and the values obtained in other approaches. The obtained values of the fission barrier heights for 29 nuclei are well agreed with available experimental data. For example, in the Table, we present the estimated values of the total fission barrier  $B_f(0)$  at  $\varepsilon = 0$  and the experimental values of the total fission barrier  $B_f^{\text{exp,d}}$ ,  $B_f^{\text{exp,j}}$ , and  $B_f^{\text{exp,s}}$  taken from compilations [7], [4], [8], respectively, for  $^{208,210,211,212}\text{Po}$  nuclei.

**The values of the total fission barrier  $B_f(0)$  and the experimental values of the total fission barrier  $B_f^{\text{exp,d}}$ ,  $B_f^{\text{exp,j}}$ , and  $B_f^{\text{exp,s}}$  taken from compilations [7], [4], [8], respectively, for  $^{208,210,211,212}\text{Po}$  nuclei**

Nucleus	$B_f(0)$	$B_f^{\text{exp,d}}$	$B_f^{\text{exp,j}}$	$B_f^{\text{exp,s}}$
$^{208}\text{Po}$	20.08	17.9 20.2		19.9
$^{210}\text{Po}$	20.99	18.6 20.4 20.5 21.4 19.2 18.2 21.3	23.72 23.88 24.1 23.91 23.77 24.04	21.2
$^{211}\text{Po}$	20.16	21.5 19.7 17.2 20.5	21.28 21.45 21.65 21.49 21.36 21.61	20.6
$^{212}\text{Po}$	19.38	18.6 19.5 16.3 19.7		19.6



The energy dependence of the ratios  $R(E)$  for  $^{180,181,182,184}\text{W}$ ,  $^{185}\text{Re}$ ,  $^{186,187,188,190}\text{Os}$ ,  $^{189,191}\text{Ir}$ ,  $^{192,193,194,196}\text{Pt}$ ,  $^{197,195}\text{Au}$ ,  $^{196,198,199,200}\text{Hg}$ ,  $^{201}\text{Tl}$ ,  $^{207,209}\text{Bi}$ ,  $^{208,210,211,212}\text{Po}$  and  $^{213}\text{At}$ . The experimental data (dots) are taken from Ref. [2]. The results of theoretical calculations are shown by solid lines.

1. R. Vandenbosch and J.R. Huizenga. *Nuclear Fission* (New York: Academic Press, 1973) 422 p.
2. A.V. Ignatyuk et al. *Fiz. Elem. Chastits At. Yadra.* 16 (1985) 709; [*Sov. J. Part. Nucl.* 16 (1985) 307].
3. J.O. Newton. *Fiz. Elem. Chastits At. Yadra.* 21 (1990) 821; [*Sov. J. Part. Nucl.* 21 (1990) 349].
4. K. Jing, Ph.D. Thesis. Department of Nuclear Engineering, University of Berkeley, LBNL-43410 (1999).
5. V.Yu. Denisov, I.Yu. Sedykh. *Phys. Rev. C* 98 (2018) 024601.
6. R. Capote et al. *Nucl. Data Sheets* 110 (2009) 3107.
7. M. Dahlinger, D. Vermeulen, K.-H. Schmidt. *Nucl. Phys. A* 376 (1982) 94.
8. G.N. Smirenkin. IAEA-Report INDC(CCP)-359 (1993) (see also in <https://www-nds.iaea.org/RIPL-3/>).

## MEMORY EFFECTS IN LANGEVIN APPROACH TO THE NUCLEAR FISSION PROCESS

**F. A. Ivanyuk<sup>1</sup>, S. V. Radionov<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, 152-8550 Japan*

For the investigation of the dependence of fission width on the memory time and the excitation energy at low temperatures where the quantum fluctuations play an important role we solve the non-Markovian Langevin equations

$$\frac{dq}{dt} = \frac{p(t)}{M}, \quad \frac{dp}{dt} = -\frac{\partial E_{pot}}{\partial q} - \frac{1}{\tau} \int_0^t dt' e^{-(t-t')/\tau} \gamma p(t') / M + \sqrt{D} \zeta, \quad \text{with } D = \gamma T,$$

within the simple one-dimensional model with the potential energy given by the two parabolic potentials (Kramers potential),

$$E_{pot}(q) = (2V_b / q_0^2) q(q - q_0), \text{ for } 0 < q < q_0, \quad (2V_b / q_0^2)(q - q_0)(2q_0 - q), \text{ for } q_0 < q < 2q_0. \quad (1)$$

The potential (1) depends on two parameters, the barrier height  $V_b$ , and the barrier width  $q_0$ . We have fixed the barrier height  $V_b = 6$  MeV, which is close to the value of the fission barrier of actinide nuclei. The width of the barrier is somewhat uncertain. It depends on the definition of the collective coordinate  $q$  and the model for the potential energy. For simplicity, we have put here  $q_0 = 1.0$ .

For potential (1) one can define the stiffness  $C = d^2 E_{pot} / dq^2$  and the frequency of harmonic vibrations  $\omega_0 = \sqrt{C / M}$ . In the present work, we fix  $\hbar \omega_0 = 1.0$  MeV, which is close to the frequency of collective vibrations calculated for <sup>224</sup>Th in [1] within the microscopic linear response theory. Thus, we will have for the mass parameter the deformation and temperature-independent value  $M = 4 V_b / (\omega_0^2 q_0^2)$ . For the friction coefficient  $\gamma$ , we use a slightly modified approximation of [1],  $\gamma = 0.6 (T^2 + \hbar^2 \omega_0^2 / \pi^2) / (1 + T^2 / 40)$ . The possible quantum fluctuations in the nuclear fission dynamics may be taken into account by use of microscopic expressions for the friction and inertia and through the introducing an effective temperature in the diffusion coefficient  $D = \gamma T^*$ , where  $T^*$  is related to the temperature  $T$  as  $T^* = \hbar \omega_0 / 2 \text{cth}(\hbar \omega_0 / 2T)$ .

The random numbers  $\zeta$  are the normally distributed random numbers with the properties  $\langle \xi(t) \rangle = 0$ ,  $\langle \zeta(t) \zeta(s) \rangle = e^{-|t-s|/\tau} / \tau$ , where  $\tau$  is the memory (or relaxation) time. In the limit  $\omega_0 \tau \ll 1$ , one recovers the Markovian limit of nuclear fission dynamics, i.e. when the friction force is simply given by  $\gamma \dot{q}(t)$ .

The temperature here is considered to be a time-independent parameter, related to the excitation energy  $E^*$  by the Fermi-gas relation  $E^* = a T^2$ , and for the level density parameter, we use the approximation  $a = A / 14.61 (1.0 + 3.114 A^{1/3} + 5.626 A^{2/3})$ , where  $A$  is the mass number.

In the present work, we are interested in the fission width of the system bound by the potential (1).

The fission width  $\Gamma_f$  is defined assuming the exponential decay in time of the number of ‘‘particles’’ in the potential well,  $P(t) = \exp(-\Gamma_f t / \hbar)$ . From here we will get  $\Gamma_f = -\hbar \ln[P(t)] / t$ . By solving the Langevin equations one will get the set of time moments  $t_b$ , at which some trajectories would cross the barrier. The total probability to get out of the potential well will be equal to

$$P_b(t) = \sum_{t_b} \theta(t - t_b) / N_{tr}, \quad \text{with } \theta(x) = 0, \text{ if } x < 0, \text{ and } \theta(x) = 1, \text{ if } x \geq 0.$$

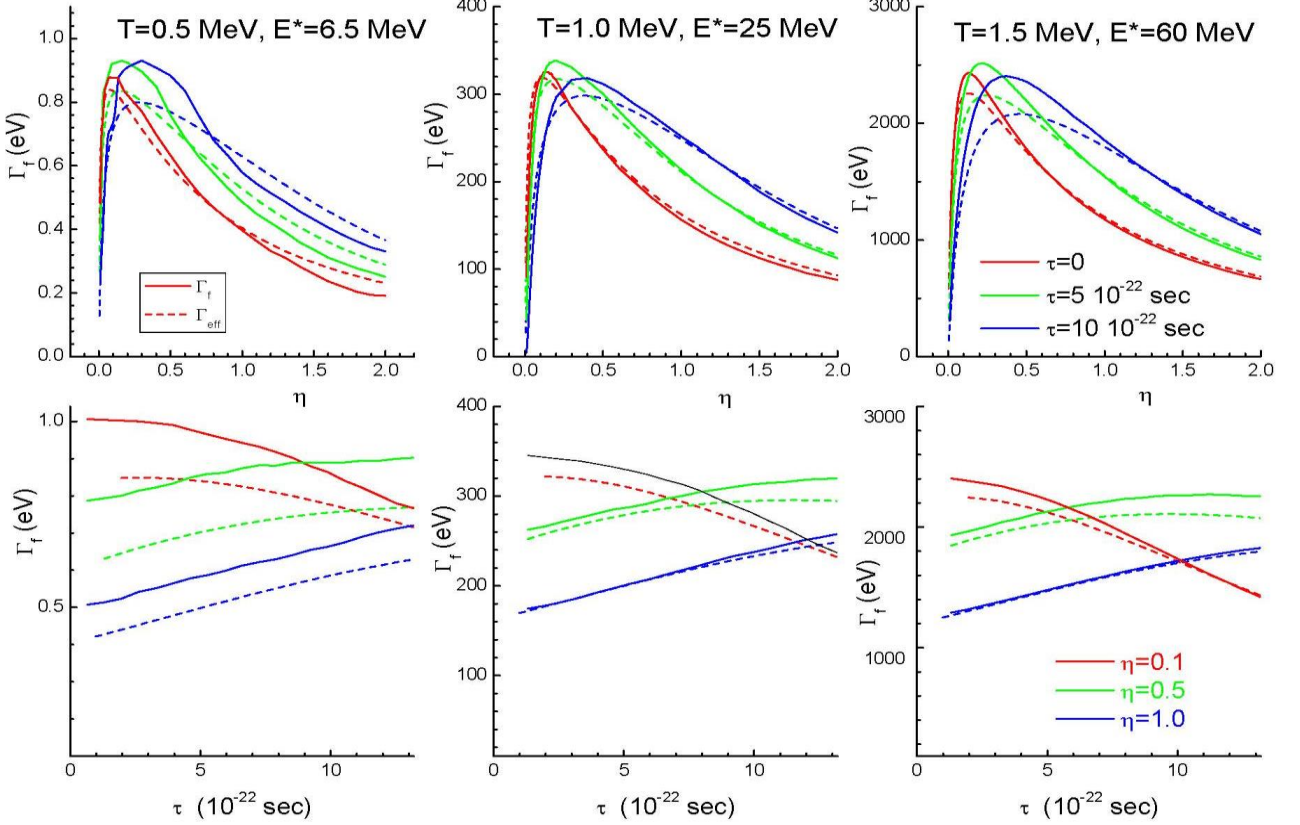
where  $N_{tr}$  is the number of all trajectories taken into account. Since the sum of probabilities to stay or get out of the potential well should be equal to unity  $P(t) + P_b(t) = 1$ , for  $P(t)$  one gets  $P(t) = 1 - P_b(t)$ .

The detailed results of Langevin calculations for  $\Gamma_f$  are shown in Figure by solid lines. In these calculations, the damping parameter  $\eta = \gamma / 2M\omega_0$  was considered as a free parameter.

As one can see, the dependence of  $\Gamma_f$  on  $\eta$  and  $\tau$  is rather complicated. In the low viscosity region, the fission width  $\Gamma_f$  grows as a function of  $\eta$  and decreases as a function of  $\tau$ . In the high viscosity region, the tendency is quite opposite, the fission width  $\Gamma_f$  falls down as a function of  $\eta$  and increases as a function of  $\tau$ . Such dependence is common both for small and large excitation energies. In the intermediate region,  $\Gamma_f$  does

not depend on much both on  $\eta$  and  $\tau$ . The turnover point in  $\eta$  depends on the value of  $\tau$ . It varies from  $\eta \approx 0.1$  for  $\tau = 0$  to  $\eta \approx 0.5$  for  $\tau = 10^{-21}$  sec.

In the bottom part of Figure, the fission width  $\Gamma_f$  is shown as a function of the relaxation time  $\tau$  for a few fixed values of the damping parameter  $\eta$ , namely for  $\eta = 0.1, 0.5$ , and  $1.0$ . The bottom part of Figure confirms the above conclusion: In the low viscosity region, the fission width  $\Gamma_f$  grows as a function of  $\eta$  and decreases as a function of  $\tau$ . In the high viscosity region, the tendency is quite opposite, the fission width  $\Gamma_f$  falls down as a function of  $\eta$  and increases as a function of  $\tau$ .



Top: The dependence of the fission width  $\Gamma_f$  on the damping parameter  $\eta$  for few values of the relaxation time  $\tau$ ,  $\tau = 0$ ,  $\tau = 5 \cdot 10^{-22}$  sec,  $\tau = 10^{-21}$  sec and temperatures,  $T = 0.5, 1.0$  and  $1.5$  MeV. Bottom: The dependence of the fission width  $\Gamma_f$  on the relaxation time  $\tau$  for a few values of damping parameter  $\eta$ ,  $\eta = 0.1, 0.5$  and  $1.0$ .

For the comparison, in Figure we show by dash lines the available analytical approximation for  $\Gamma_f$ . By now there exists the generalization of Kramers low and high viscosity limits for the case of finite relaxation time [2.3],

$$\Gamma_{LV}(\tau) = \frac{1}{1 + (\omega_0 \tau)^2} \frac{\hbar \gamma V_b}{M T} e^{-V_b/T}, \quad \Gamma_{HV}(\tau) = \frac{\hbar \lambda}{2\pi} e^{-V_b/T}, \quad \lambda^3 + \frac{\lambda^2}{\tau} + \left( \frac{\gamma}{M\tau} - \omega_0^2 \right) \lambda - \frac{\omega_0^2}{\tau} = 0.$$

For the interpolation between high viscosity and low viscosity limits, we use the popular expression  $1/\Gamma_{eff} = 1/\Gamma_{LV} + 1/\Gamma_{HV}$ . In limits  $\eta \ll 1$  or  $\eta \gg 1$ ,  $\Gamma_{eff}$  approaches  $\Gamma_{LV}$  or  $\Gamma_{HV}$  correspondingly.

The results of Langevin calculations look very similar to the analytical estimate of fission width  $\Gamma_{eff}$ . As one can see, the results of Langevin calculations approach the analytical estimate  $\Gamma_{eff}$  both in low and high viscosity limits. For the intermediate values of  $\eta$  the Langevin results are somewhat larger than that given by the interpolation formula  $\Gamma_{eff}$ .

The preliminary results of this work are published in [4].

1. H. Hofmann et al. Phys. Rev. C 64 (2001) 054316.
2. T. Fonseca et al. Part IX. In: *Memory Functions Approaches to Stochastic Problems in Condensed Matters* (New York: John Wiley & Sons Inc., 1985) 556 p.
3. Y. Abe et al. Phys. Rep. 275 (1996) 49.
4. F. A. Ivanyuk et al. arXiv:2103-14145 [nucl-th].

## ПРО ГІПЕРФУНКЦІЇ $V_k(\{X\})$ КРАТНОСТЕЙ $k = 3$ ТА $k = 2$

**А. П. Ільїн**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

У цій роботі автора до розгляду будуть запропоновані гіперфункції довільної кратності  $k$ , що представляються як багатократні контурні інтеграли такого вигляду:

$$V_k(\{\beta_n, \gamma\}, \{a_{i<j}\}, \xi, \{b_{i<j}\}, -\gamma - \xi) = (-2i\pi)^{-k} \left[ \int_1^{(0+)} (-t_1)^{-1+\beta_1} (1-t_1)^{\gamma-\beta_1-1} \dots \int_1^{(0+)} (-t_k)^{-1+\beta_k} (1-t_k)^{\gamma-\beta_k-1} \times \right. \\ \left. \times (a_0 + a_1 t_1 + \dots + a_k t_k + a_{1,2} t_1 t_2 + a_{1,3} t_1 t_3 + \dots + a_{k-2,k-1} t_{k-2} t_{k-1} + a_{k-2,k} t_{k-2} t_k + a_{k-1,k} t_{k-1} t_k)^\xi \times \right. \\ \left. \times (b_0 + b_1 t_1 + \dots + b_k t_k + b_{1,2} t_1 t_2 + b_{1,3} t_1 t_3 + \dots + b_{k-2,k-1} t_{k-2} t_{k-1} + b_{k-2,k} t_{k-2} t_k + b_{k-1,k} t_{k-1} t_k)^{-\gamma-\xi} dt_k \dots dt_2 dt_1 \right]. \quad (1)$$

Усі параметри можуть бути комплексними і також повинні виконуватися відомі обмеження, що накладені на аргументи Бета-функції:  $\gamma > 0$ ,  $\text{Re}(\gamma - \beta_n) > 0$ ,  $\beta_n \neq 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Для такої гіперфункції знайдено розклад у функціональний ряд кратності  $2k - 2$ , у якому кожні з перших  $k - 2$  пар сум від 0 до  $\infty$  містять по одній гіпергеометричній функції Гауса та п'ять співмножників, а остання пара сум містить дві подібних функції та шість співмножників. Для практично цікавих для фізики значень параметрів  $\gamma = 1$  та  $\beta_n = i\eta_n$  при  $\text{Im}(\eta_n) = 0$  був одержаний розклад для гіперфункції кратності 3 у такій формі:

$$V_3(\{\eta_j\}, \{a_{i<j}\}, \xi, \{b_{i<j}\}, -1 - \xi) = a_0^\xi b_0^{-1-\xi} \left( \prod_{i=1}^3 \left( \frac{b_0}{b_i + b_0} \right)^{\xi+1} \left( \frac{a_i + a_0}{a_0} \right)^{i\eta_i + \xi + 1} \right) \times \\ \times \sum_{m=0}^{\infty} \left[ \frac{(-\xi)_m}{m!} \left( \frac{a_0(a_1(a_2 + a_3 + a_{2,3}) - a_0(a_{1,2} + a_{1,3}))}{(a_0 + a_1)(a_0 + a_2)(a_0 + a_3)} \right)^m \sum_{n=0}^{\infty} \left( \frac{b_0(b_1(b_2 + b_3 + b_{2,3}) - b_0(b_{1,2} + b_{1,3}))}{(b_0 + b_1)(b_0 + b_2)(b_0 + b_3)} \right)^n \times \right. \\ \times \frac{(1 + \xi)_n}{n!} \frac{(-i\eta_1)_{m+n}}{(m+n)!} {}_2F_1 \left( 1 + i\eta_1, n + \xi + 1; m + n + 1; \frac{a_0 b_1 - a_1 b_0}{a_0(b_0 + b_1)} \right) \times \\ \times \sum_{m_1=0}^{\infty} \frac{(m - \xi)_{m_1}}{m_1!} \left( \frac{a_2 a_3 - a_0 a_{2,3}}{(a_0 + a_2)(a_0 + a_3)} \right)^{m_1} \sum_{n_1=0}^{\infty} \frac{(n + \xi + 1)_{n_1}}{n_1!} \left( \frac{b_2 b_3 - b_0 b_{2,3}}{(b_0 + b_2)(b_0 + b_3)} \right)^{n_1} \times \\ \times \frac{(-i\eta_2)_{m+m_1+n+n_1}}{(m+m_1+n+n_1)!} {}_2F_1 \left( 1 + i\eta_2, n + n_1 + \xi + 1; m + m_1 + n + n_1 + 1; \frac{a_0 b_2 - a_2 b_0}{a_0(b_0 + b_2)} \right) \times \\ \left. \times \frac{(-i\eta_3)_{m+n+m_1+n_1}}{(m+m_1+n+n_1)!} {}_2F_1 \left( 1 + i\eta_3, n + n_1 + \xi + 1; m + m_1 + n + n_1 + 1; \frac{a_0 b_3 - a_3 b_0}{a_0(b_0 + b_3)} \right) \right]. \quad (2)$$

Гіперфункція  $V_3(\{X\})$  являє собою узагальнення інтеграла перекриття, з яким пов'язана Т-матриця реакції кулонівського розвалу ядра в системі з чотирма електрично зарядженими частинками в кінцевому стані, якщо знехтувати кулонівською взаємодією між частинками трикластерного налітаючого ядра і взаємодією між ними у кінцевому стані, а ефективний оператор ядерної взаємодії між ними до розвалу замінити добутком  $\delta$ -потенціалів:

$$\hat{V}_{123}(\vec{r}, \vec{\rho}) \Phi_{123}(\vec{r}, \vec{\rho}) = D_{123} \delta(\vec{\rho}) \delta(\vec{r}), \quad \text{де } D_{123} < 0, \quad (1)$$

Тоді при  $\xi = i\eta$  матриця реакції кулонівського розвалу при визначається таким чином:

$$T_{fi} = -4\pi D_{123} A(\eta, \eta_1, \eta_2, \eta_3) \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\partial V_3(\{X(\omega)\})}{\partial \omega}, \quad (2)$$



де

$$A(\eta, \eta_1, \eta_2, \eta_3) = A(\eta)A(\eta_1)A(\eta_2)A(\eta_3), \quad A(\eta_i) = e^{-\frac{1}{2}(\pi\eta_i)} \Gamma(1+i\eta_i).$$

Параметри  $a_j, a_{i,j}, b_j, b_{i,j}$  пов'язані з початковим  $\vec{p}$  і кінечним  $\vec{p}_0$  імпульсами налітаючого ядра в центрі мас системи та перенормованими імпульсами  $\vec{k}_1, \vec{q}_x, \vec{p}_y$  такими співвідношеннями:

$$\begin{aligned} \xi = i\eta, \quad \vec{p}_t = \vec{p}_0 - \vec{p}, \quad a_0 = p_0^2 - (p+i\omega)^2, \quad a_1 = -2(\vec{p}_0 \cdot \vec{k}_1 + k_1(p+i\omega)), \quad a_2 = -2(\vec{p}_0 \cdot \vec{q}_x + q_x(p+i\omega)), \\ a_3 = -2(\vec{p}_0 \cdot \vec{p}_y + p_y(p+i\omega)), \quad b_0 = p_t^2 + \omega^2, \quad b_1 = -2(\vec{p}_t \cdot \vec{k}_1 + i\omega k_1), \quad b_2 = -2(\vec{p}_t \cdot \vec{q}_x + i\omega q_x), \\ b_3 = -2(\vec{p}_t \cdot \vec{p}_y + i\omega p_y), \quad a_{1,2} = b_{1,2} = 2(\vec{k}_1 \cdot \vec{q}_x - k_1 q_x), \quad a_{1,3} = b_{1,3} = 2(\vec{k}_1 \cdot \vec{p}_y - k_1 p_y), \quad a_{2,3} = b_{2,3} = 2(\vec{p}_y \cdot \vec{q}_x - p_y q_x). \end{aligned} \quad (3)$$

Для розвалу ядра імпульс  $p_t > 0$  і направлений у задню півсферу. Тому матриця  $T_{fi}$  не має, так званих, кулонівських розбіжностей, але має кутові особливості, коли переданий імпульс  $\vec{p}_t$  дорівнює подвоєному імпульсу частинки, що влітає. Тому в числових розрахунках треба присвоїти  $\omega$  дуже мале значення. При скінченному значенні  $\omega > 0$  гіперфункція  $V_k(\{X(\omega)\})$  проблем не має. Крім того при визначенні коефіцієнта перед сумами потрібно правильно врахувати знак уявної добавки  $i\omega$ .

Якщо у формулі (1) для  $k=3$  та у формулах (2) та (5) анулювати всі параметри, пов'язані з третьою частинкою, і покласти  $-i\eta_3 = 1 - \varepsilon$ , де  $\varepsilon \rightarrow 0$ , то для  $V_2(\{X(\omega)\})$  у формулі (4) одержимо розклад такого вигляду:

$$\begin{aligned} V_2(\{X(\omega)\}) = a_0^{i\eta} b_0^{-1-i\eta} \left( \prod_{i=1}^2 \left( \frac{b_0}{b_i + b_0} \right)^{i\eta+1} \left( \frac{a_i + a_0}{a_0} \right)^{i\eta+i\eta+1} \right) \sum_{m=0}^{\infty} \left[ \frac{(-i\eta)_m}{m!} \left( \frac{a_1 a_2 - a_0 a_{1,2}}{(a_0 + a_1)(a_0 + a_2)} \right)^m \times \right. \\ \times \sum_{n=0}^{\infty} \left( \left( \frac{b_1 b_2 - b_0 b_{1,2}}{(b_0 + b_1)(b_0 + b_2)} \right)^n \frac{(1+i\eta)_n}{n!} \frac{(-i\eta_1)_{m+n}}{(m+n)!} {}_2F_1 \left( 1+i\eta_1, n+i\eta+1; m+n+1; \frac{a_0 b_1 - a_1 b_0}{a_0(b_0 + b_1)} \right) \times \right. \\ \left. \left. \times \frac{(-i\eta_2)_{m+n}}{(m+n)!} {}_2F_1 \left( 1+i\eta_2, n+\xi+1; m+n+1; \frac{a_0 b_2 - a_2 b_0}{a_0(b_0 + b_2)} \right) \right] \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Після зміни порядку підсумовувань аналогічно [1] та вибору параметрів подібно до (5) функція  $V_2(\{X(\omega)\})$  може бути використана як основа для визначення асимптотики компонентів матриці переходу в тричастинковій ядерній системі.

Щоб виділити при інтегруванні по головній відносній координаті Якобі кожного з трьох каналів зовнішню область, треба ввести в підінтегральну функцію множник  $(1 - \exp(-\beta R))^N$ , в якому параметри треба вибирати з урахуванням потрібного радіуса точки перегину, крутизни підйому та розташування імовірної області зшивки багатовимірних хвильових функцій внутрішньої та зовнішньої області ядерної реакції у конфігураційному просторі.

У результаті похідну по  $\omega$  від  $V_2(\{X(\omega)\})$  треба розраховувати  $3N + 3$  рази. Коли до цього додати ще дві поправки в лінійному наближенні на скінченність радіуса по другій відносній змінній, обсяг розрахунків виросте більш ніж в три рази для кожного з трьох асимптотичних каналів.

Що стосується врахування ефектів кулонівської та ядерної взаємодії між ядрами на асимптотиці при  $R \rightarrow \infty$ , то можна використати відомі аналітичні прийоми. Для розрахунків тричастинкових хвильових функцій у внутрішній області можна використати відомі диференціальні рівняння Фадєєва - Меркур'єва. Результати цих розрахунків будуть представлені у моїх наступних роботах.

1. А.П. Ильин. Аналитическое представление интеграла перекрытия трех волновых функций рассеяния ядер в кулоновском поле. ТМФ 146 (2006) 311; А.Р. Il'in Analytic representation of the overlap integral of three wave functions of nucleus scattering in a Coulomb field. ТМФ 146 (2006) 259.

# ELASTIC ELECTRON-DEUTERON SCATTERING TAKING INTO ACCOUNT LOGARITHMIC CORRECTIONS OF THE pQCD

**Ya. D. Krivenko-Emetov<sup>1,2</sup>**

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

<sup>2</sup> *National Technical University of Ukraine «Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute», Kyiv, Ukraine*

A phenomenological model that adequately describes the process of elastic electron-deuteron scattering in a wide kinematic region is presented. The model makes it possible to smoothly connect the nucleon-meson description of elastic electron-deuteron scattering with the asymptotic power-law and logarithmic behavior of the spiral amplitudes, which is predicted by calculations within the pQCD framework. For the last few decades, there has been extensive experimental data on the interaction of polarized and unpolarized deuterons with large momentum transfer to deuteron. The use of these data opens up new possibilities for studying the structure of the deuteron at distances smaller than the size of a nucleon. However, at present, the comparison of the pQCD predictions obtained from the analysis of the quark diagram with the existing experimental data and other approaches for elastic scattering of electrons by polarized and unpolarized deuterons remains insufficiently investigated.

In the asymptotic region, where the absolute value of the square of the four-momentum transfer  $Q^2$  is much larger than the square of the deuteron mass  $M^2$ , the deuteron form factor predictions can be obtained based on asymptotic freedom and factorization theorem [1].

In this case, the deuteron is considered as a system of 6 quarks that are moving collinearly and each of which has the deuteron momentum fraction:

$$x_i = p_i^+ / P^+,$$

where

$$p_i^+ \equiv p_i^0 + p_i^3, \quad \sum_i x_i = 1, \quad 0 < x_i < 1, \quad P^+ = P^0 + P^3.$$

The masses of quarks and hadrons are neglected. In this case, the amplitude of investigated process is expressed in terms of the amplitude of hard electron scattering by quarks and the nonperturbative part, which is related to the distribution functions of quarks and gluons in the deuteron in the initial and final states.

One allows that the form factor  $G(Q^2)$  has dipole behavior  $G(Q^2) = [1 + Q^2/\mu^2]^{-2}$ . The parameter  $\mu^2$  differs from the value  $0,71 (\text{GeV}/c)^2$  for a free nucleon and, therefore, takes into account the impact of the nuclear environment.

Two kinematic regions are distinguished in the developed model. The first region is the "pQCD region" with relatively large values of the  $Q^2$  ( $Q^2 > Q_0^2$ ). The second one is the low-energy "meson region" ( $Q^2 < Q_0^2$ ). The high-energy region is parameterized by the pQCD logarithmic corrections [2 - 4]. A "meson" approximation has been proposed for the reduced amplitudes in the low-energy region [4, 5, 7].

The value of the parameter  $Q_0^2$  as well as the validity of the adopted parameterizations of the low-energy and high-energy regions are obtained from the analysis of experimental data.

The pQCD prediction is compared with experimental data for structure functions  $A(Q^2)$  (Fig. 1) and  $B(Q^2)$  (Fig. 2). The bold dots denote the pQCD asymptotic prediction extended to the meson region. As for comparison, small dots show the solution without taking into account anomalous dimensions. It has been found that the pQCD asymptotic behavior starts to manifest itself already at  $Q_0^2 = 3(\text{GeV}/c)^2$ .

The model uses the most reliable results based on a critical analysis of known experimental data. The comparison is made for a model that has 10 independent fitting parameters. A sample of 200 points has been carried out and a fit criterion has been obtained  $\chi^2 / (N_p - N_f) \approx 1.57$ . The results are compared with those of other authors [3, 5]. It should be noted that in [5], where anomalous dimensions have not been taken into account, a worse description has been obtained with a large number of fitting parameters ( $\chi^2 / (N_p - N_f) \approx 1.81$ , the number of fitting parameters is 13). It can be argued that the subsequent fittings also do not give better results [6]. The components of the polarization tensor  $t_{kq}$ , as well as the deuteron charge and the quadrupole form factor, are also obtained in Ref. [4].

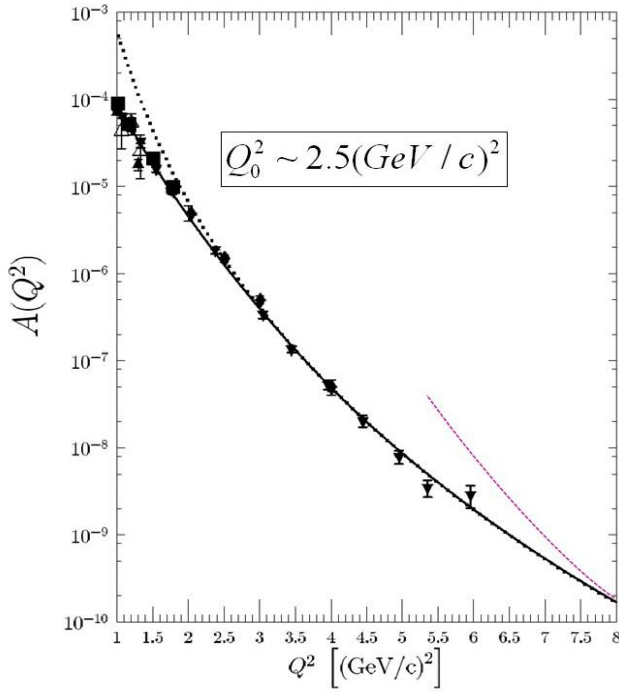


Fig. 1. Comparison of the model with experimental data for the structure-function  $A(Q^2)$  at  $Q^2 \geq (\text{GeV}/c)^2$

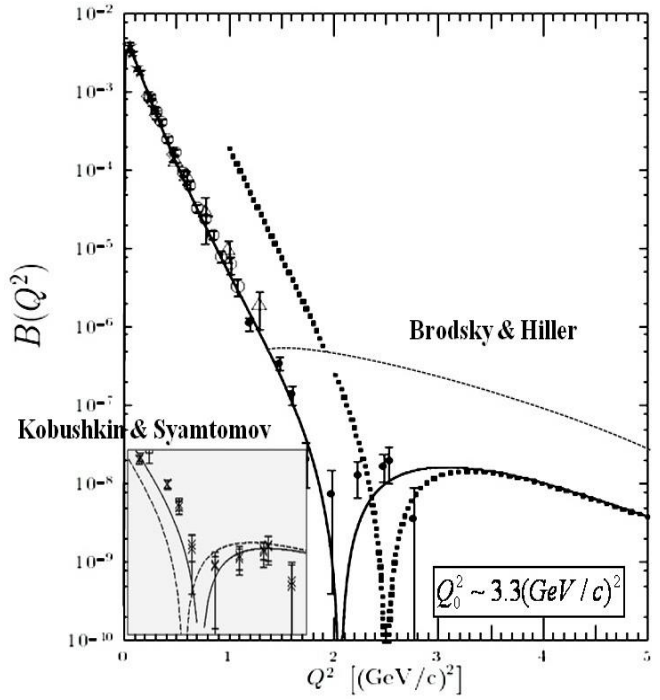


Fig. 2. Comparison of the model with experimental data for the magnetic structure-function. A comparison with the behavior of the Brodsky quark model [2, 3] and the Kobushkin meson model without taking into account anomalous dimensions [5] is also presented [7]

Thus, based on the developed model, simultaneous analysis of all available data on elastic electron-deuteron scattering (differential cross sections and polarization characteristics) has been carried out, which made it possible to conclude. The quark structure of the deuteron becomes dominant in the elastic scattering of electrons by deuterons when  $Q_0^2 \sim 3(\text{GeV}/c)^2$ .

1. V.A. Matveev. Lett. Nuovo Cimento. 7(15) (1973) 719.
2. S.J. Brodsky. Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 1153.
3. G.P. Lepage, S.J. Brodsky. Phys. Lett. B 87 (1979) 359.
4. A.P. Kobushkin, Ya.D. Krivenko-Emetov. Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy) 3(11) (2003) 49; arXiv 0112009 [nucl-th].
5. A.P. Kobushkin, A.I. Syamtomov. Phys. of Atomic Nucl. 58 (1995) 1477.
6. J. Zhou et al. Phys. Rev. C 103 (2021) 024002.
7. Ya.D. Krivenko-Emetov. In: Proc. of the XXIX Int. Sci. and Prac. Conf. "Science, theory and practice", Tokyo, Japan, June 8 - 11, 2021 (Tokyo, 2021) p. 488.

# FINITE VOLUME EFFECTS IN THE TWO-COMPONENT VAN DER WAALS MODEL IN RELATIVISTIC NUCLEUS-NUCLEUS COLLISIONS OF HEAVY IONS

**Ya. D. Krivenko-Emetov<sup>1,2</sup>**

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

<sup>2</sup> *National Technical University of Ukraine «Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute», Kyiv, Ukraine*

Over the last decade, statistical models of hadron gas have been actively used to describe Large Hadron Collider (LHC) data on particle yield in nucleus-nucleus (A + A) collisions during significant energies. The model of Van der Waals (VdW) factoring in hadron-hadron interactions at short distances proved to be especially useful among these models. Various versions of VdW models have been proposed and used for many years, mainly to describe experimental data on the ratio of the number of particles at high energies, when tens or even hundreds of hadrons of different species can be born, which is certainly limited only by the energy of collisions. Among these models, we can highlight the model proposed in [1]. In this model, the introduction of phenomenological hard crust nucleus radii  $R_i$  parameters  $b_{ij} \sim \frac{2}{3} \pi \left( R_i^{(0)} + R_j^{(0)} \right)$  significantly changes the yield of the number of  $N_i$  particles, which is mainly confirmed by experimental results.

To describe the more subtle effects of the hadron gas pressure on the density, various authors [2 - 4] proposed the development of a model [1], which took into account the effects of attraction between hadrons over long distances  $P_{attr} \sim an^2$  (here  $n$  density, and the parameter  $a \sim \sum_{i,j} a_{ij} / 4 \sim \sum_{i,j} u_{ij}^{(0)} (c_{ij} - b_{ij}) / 4$  is related to the parameters of the potential well of the repulsion crust  $b_{ij}$ , attraction  $c_{ij} = \frac{2}{3} \pi (R_i + R_j)$ , temperature and depth of the well  $u_{ij}^{(0)}$ ). However, this VdW model does not develop properly in the context when a finite nuclear system is studied (as in the case of nucleus-nucleus collisions, a nuclear fireball of size  $\langle r \rangle \sim 10 [Fm]$  is observed). This problem was, in the general case, solved for a two-component system in which the GCE formalism leads to a double sum, which, in turn, can be converted into a multidimensional integral by integrating with the help of the saddle pass method with coordinates  $N_1^*, N_2^*$  [2]. It is clear that it would be good to apply this model to the experiment at CERN for collisions of heavy nuclei. Let us suppose for a start, that energies are not high enough and can be limited to only two varieties (protons and neutrons). We must definitely do this in the case of a nonrelativistic boundary with the conservation of the number of particles without the birth of new particles. As is known, the two-particle statistical sum  $Z(V, T, \mu_1, \mu_2)$  is expressed as follows through the two-particle statistical sum in the Canonical ensemble  $Z(V, T, N_1, N_2)$ :

$$Z(V, T, \mu_1, \mu_2) = T^2 \int_0^\infty dN_1' \int_0^\infty dN_2' \exp \left[ -\Phi(N_1', N_2') \right]$$

The integration carried out by the method of passing gives the following result:

$$Z(V, T, \mu_1, \mu_2) \sim \frac{\pi T^2}{2\Phi''(N_1^*, N_2^*)} \exp \left[ -(\mu_1^* N_1^* + \mu_2^* N_2^*) \right] Z(V, T, N_1^*, N_2^*), \quad (1)$$

where the coordinates of the saddle point  $N_1^*, N_2^*$  are found provided that  $\left. \frac{\partial \Phi}{\partial N_i'} \right|_{N'=N^*} = 0, (i = 1, 2)$ ,

$$\text{and } \Phi''(N_1^*, N_2^*) = \begin{vmatrix} d_{11} & d_{12} \\ d_{21} & d_{22} \end{vmatrix}, d_{ij} = \left. \frac{\partial^2 \Phi}{\partial N_i' \partial N_j'} \right|_{N'=N^*}.$$

According to the definition of pressure in GCE from the expression for statistical sum, it is easy to obtain an expression for the VdW gas pressure, which in the thermodynamic limit ( $V \rightarrow \infty$ ) passes into the usual VdW virial decomposition in terms of density:

$$P(T, \mu_1, \mu_2) = T \left[ \xi_1 + \xi_2 + B_{11} \xi_1^2 + B_{22} \xi_2^2 + (\tilde{B}_{12} + \tilde{B}_{21}) \xi_1 \xi_2 \right] + \Delta P, \quad (2),$$

where  $\Delta P \simeq -\ln\left(\frac{B^*}{V}\right)/2V$ . This term takes into account the correction from the finite volume (in this case fireball), and disappears in the thermodynamic limit.

In such a formalism, it is possible to naturally introduce the law of conservation of chemical potentials, which are associated with the condition for finding the saddle point, because in the thermodynamic limit

$\mu_i^* \rightarrow \mu_i = \left(\frac{\partial F(V, T, N_i, N_j)}{\partial N_i}\right)$ , where  $F(V, T, N_i, N_j)$  is free energy. From the definition of density we

get  $n_i = \left(\frac{\partial P}{\partial \mu_i}\right) = \xi_i$ . Taking it into account, we can rewrite (2) in the VdW form:

$$P(T, \mu_1, \mu_2) \simeq T \frac{n_1}{1 - b_{11}n_1 - b_{21}n_2} + T \frac{n_2}{1 - b_{22}n_2 - b_{12}n_1} - n_1(a_{11}n_1 + \tilde{a}_{21}n_2) - n_2(a_{22}n_2 + \tilde{a}_{12}n_1) + \Delta P. \quad (3)$$

For a more adequate description of nucleus-nucleus interactions, we propose the following generalization of the VdW model: (i) we will consider the case when the average inter-nucleon collision energies do not significantly exceed the threshold for the production of other hadrons and we can restrict ourselves to only two types ("1" - protons, "2" - neutrons; (ii) from the law of conservation of baryon number  $Z + N = A$  we introduce the following relationship between the density of protons and neutrons  $n_1 + n_2 = n$ ; (iii) the nucleon composition of the colliding nuclei will be considered known and such that  $n_1 = kn_2$ , where  $k < 1$  (heavy nuclei have an excess of neutrons); (iiii) the hard-core radius of protons is considered known  $R_1^{(0)} \simeq 0,51[Fm]$ , and the hard-core radius of neutrons is much smaller than the radius of the proton  $R_2^{(0)} \ll R_1^{(0)}$  (the root-mean-square radius of the neutron is much smaller than the proton radius according to modern concepts). The radii of attraction, respectively, are  $R_1 \simeq 1,2[Fm]$ ,  $R_2 \simeq 1,0[Fm]$ .

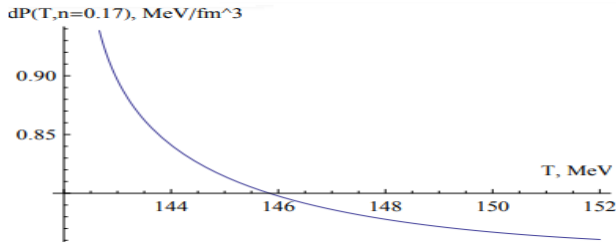


Fig. 1. Dependence of the term in (2), which takes into account the finite volume of the fireball  $V_{max} \simeq 1000[Fm^3]$  on temperature  $T, [MeV]$ .

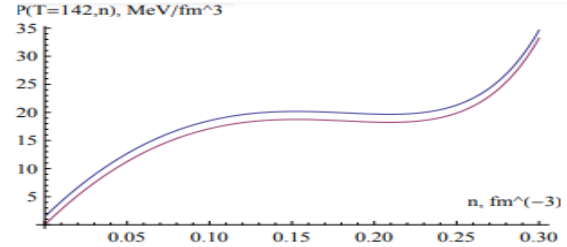


Fig. 2. The gas pressure of protons and neutrons in the VdW model (3) with allowance for the finiteness of the nucleon fireball (upper curve) and without it (lower curve).

From equation (3) we obtain:

$$P(T, \mu_1, \mu_2) \simeq T \frac{n^* (k + 1 - \alpha n^*)}{1 - \beta n^* + \gamma n^{*2}} - a^* n^{*2} + \Delta P,$$

where  $n^* = n / (1 + k)$ ,  $a^* = a_{11}k^2 + (\tilde{a}_{12} + \tilde{a}_{21})k + a_{22}$ ,  $\alpha = b_{11}k + \tilde{b}_{12} + \tilde{b}_{21}k^2 + b_{22}k$ ,  $\beta = b_{11}k + \tilde{b}_{12} + \tilde{b}_{21}k + b_{22}$ ,  $\gamma = b_{11}kb_{22} + k^2b_{11}\tilde{b}_{12} + \tilde{b}_{12}\tilde{b}_{21}k + b_{22}\tilde{b}_{21}$ . When  $R_2^{(0)} \ll R_1^{(0)} \Rightarrow b_{22} \ll b_{11} \Rightarrow \alpha \simeq \beta$  we obtain  $P(T, \mu_1, \mu_2) \simeq Tn^* \left(1 + k / (1 - \beta n^*)\right) - a^* n^{*2} - T \ln(B^* / V_{max}) / 2V_{max}$ . We find the critical parameters of the model by equating the first and second derivatives to zero:

$$n_c \sim (1 - 1/6)(1 + k) / \beta, T_c \sim a^* (7 / (6k) - 1) / \beta > 0 \text{ and } P(T, \mu_1, \mu_2) \simeq \left(a^* (7 / 6 - k^2) - a^* \ln(B^* / V_{max})\right) / \beta^2.$$

1. M.I. Gorenstein, A.P. Kostyuk, Ya.D. Krivenko. J. Phys. G 25 (1999) 75.
2. Ya.D. Krivenko-Emetov. arXiv:1909.08441v1 [hep-ph]; In: Proc. of the XIV Ann. Sci. Conf. of the Institute for Nuclear Research, Kyiv, Ukraine, April 10 - 13, 2017, p. 36.
3. V. Vovchenko et al. Phys. Rev. C 96 (2017) 045202.
4. V.V. Kotalevich, Ya.D. Krivenko-Emetov. Taking into account the finiteness of nuclear fireball in two-component van der Waals models with attraction between nucleons. In: *Current Issues of Modern Physics* (Kyiv: VPI VPK "Politechnika", 2020) p. 34.

## БЕТА-РОЗПАД $^{129}\text{Cs} \rightarrow ^{129}\text{Xe}$

**Г. П. Куртєва**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Для розрахунків використано метод, в якому враховуються квазічастинкові й багатифононні (до десяти фононів) стани основної смуги парно-парного остова, а також вплив вакуумних флуктуацій квазічастинки 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  $^{129}\text{Xe}$ , а також зведені ймовірності електромагнітних переходів між ними. Розрахунок бета-розпаду проводиться після обчислення цих спектроскопічних характеристик без введення додаткових параметрів.

$\beta^+$ -розпад непарно-протонного ядра  $^{129}\text{Cs}$  іде з основного стану  $1/2^+$ , енергія розпаду дорівнює 1195 кеВ. Як остів обраний  $^{128}\text{Xe}$ . На рис. 1 представлена частина використаного в розрахунках базису, зазначені протонні та нейтронні одночастинкові стани. Праворуч літерами позначено орбітальні моменти станів, цифрами – повні моменти, жирними лініями – положення хімпотенціалів. Процес бета-розпаду залежить головним чином від взаємного розташування заповнюваних протонної та нейтронної оболонки. Головний внесок в основний стан  $^{129}\text{Cs}$  дають протонні одночастинкові стани  $d_{5/2}$  та  $s_{1/2}$ . З рисунка видно, що в спектрі дочірнього ядра можуть бути основи смуг, головний внесок у які дають нейтронні підоболонки  $s_{1/2}$ ,  $d_{3/2}$ ,  $h_{11/2}$ .

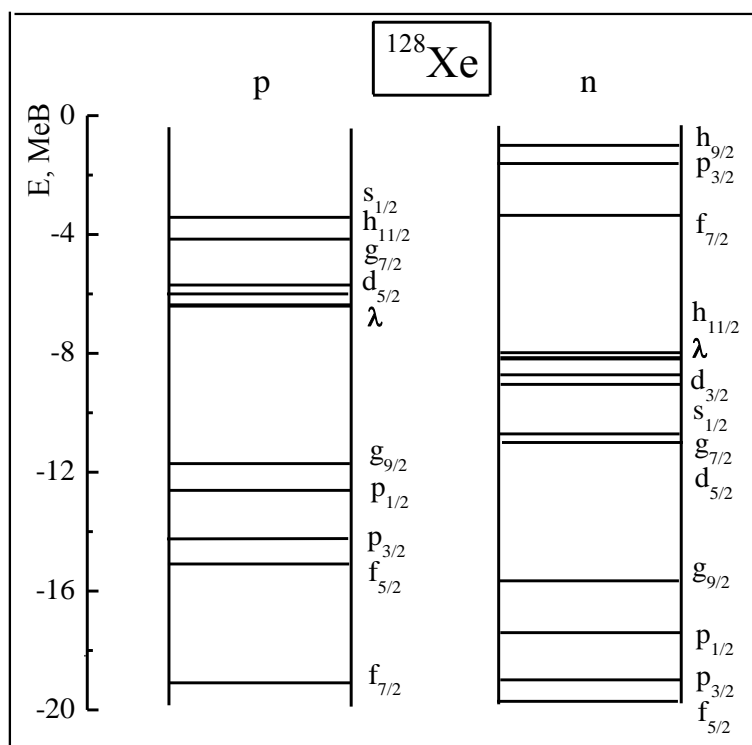


Рис. 1. Частина використаного базису.

На рис. 2 представлено частину схеми рівнів  $^{129}\text{Xe}$ : експериментальна, розрахована в рамках ДКМ і в рамках мікроскопічної квазічастинково-фононної моделі (МКФМ) [2]. Використано експериментальні дані з [3]. Стани розбито на групи «смуг» з урахуванням аналізу експериментальних інтенсивностей гамма-переходів і подібності хвильових функцій станів з однієї смуги в  $f_{jk}$ -представленні.

У таблиці наведено  $Ig ft$  для переходів на збуджені стани  $^{129}\text{Xe}$ : експериментальні, розраховані в ДКМ і в МКФМ. У першому рядку зазначені спини станів, на які відбуваються бета-переходи, у другому – енергії цих станів, у третьому – експериментальні значення  $Ig ft$ , у четвертому – інтенсивності бета-переходів, у п'ятому і шостому – розраховані в ДКМ і МКФМ значення  $Ig ft$  відповідно. Рисочки означають, що в [2] немає даних  $Ig ft$ .

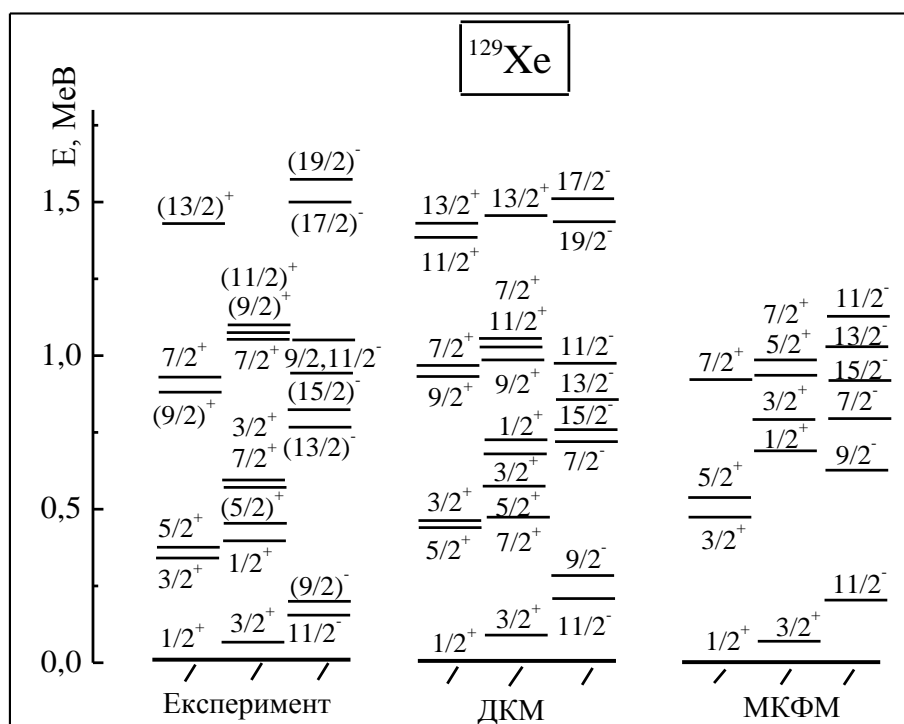


Рис. 2. Частина схеми рівнів  $^{129}\text{Xe}$ .

$I^\pi$	$1/2_1^+$	$3/2_1^+$	$3/2_2^+$	$1/2_2^+$	$3/2_3^+$
E, кеВ, експеримент	0	39	318	411	588
lg ft, експеримент	6,3	7,3	7,1	5,7	6,5
I, %	34	2,9	2,4	55	4,9
lg ft, ДКМ	6,2	7,0	6,7	5,5	7,0
lg ft, МКФМ	5,8	8,2	-	-	-

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

# STATISTICAL MULTIFRAGMENTATIONAL MODEL AND THE EXTENDED MORPHOLOGICAL THERMODYNAMIC APPROACH

**V. S. Kucherenko<sup>1</sup>, K. A. Bugaev<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup> *Kyiv Academic University, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup> *Bogolyubov Institute for Theoretical Physics of the National Academy of Science of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

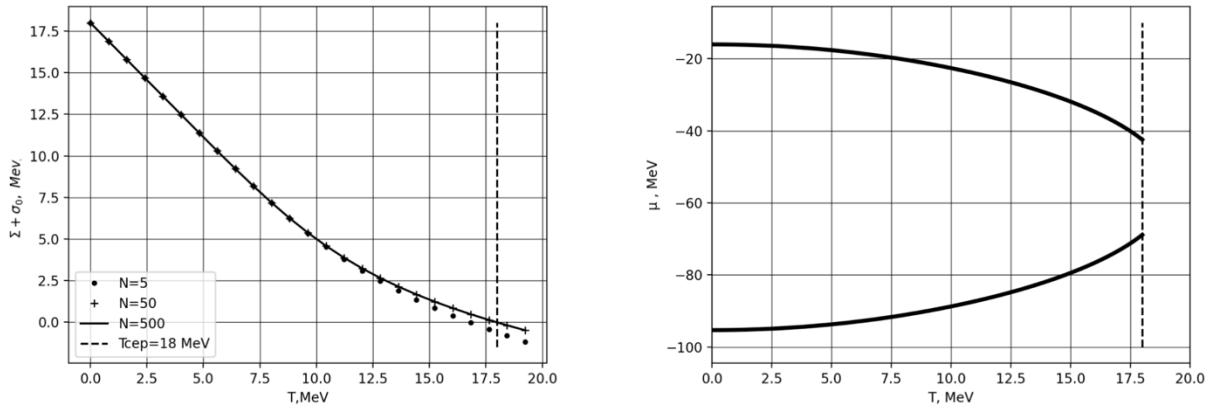
<sup>3</sup> *Department of Physics, Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine*

Over the past 20 years the morphological thermodynamics (MT) approach has been extensively developed in condensed matter physics to describe the behavior of dense 3- and 2-dimensional fluids [1]. The MT is based on the Hadwiger theorem [2, 3], which allows one to represent the change of system free energy solely in terms of pressure, the mean surface tension coefficient, the mean curvature tension, and the bending rigidity coefficient.

Independently to the morphological thermodynamics formulated in the canonical ensemble [1 - 3], its analog in the grand canonical ensemble widely known as the induced surface and curvature tensions (ISCT) equation of state (EoS) was developed recently in [4 - 8]. This novel approach was successfully applied in Ref. [4] to model the properties of the one and two-component mixtures of classical hard spheres and hard discs. The ISCT EoS was developed not only for classical particles but also for quantum ones [5, 6] and for relativistic particles that experience the Lorentz contraction [8]. Moreover, very recently the grand canonical ensemble formulation of morphological thermodynamics was also worked out for very small system volumes of about  $100 \text{ fm}^3$ , which are typical for a variety of nuclear reactions [7].

Here we present a formulation of an exactly solvable version of the statistical multifragmentation model (SMM) [9, 10] using the postulates of morphological thermodynamics [8]. This is a highly nontrivial extension of the morphological thermodynamics to an infinite number of degrees of freedom which are the nuclear clusters of  $\mathbf{k}$  nucleons with  $\mathbf{k} = 1, 2, 3, \dots, N$ .

The new SMM can be used to describe the properties of nuclear matter at high particle number densities and to clarify a principal question what is the value of total surface tension coefficient  $\sigma_{\text{TOT}}$  at supercritical temperatures. In the famous Fisher droplet model [11] and in the solvable version of SMM [9] it is assumed that  $\sigma_{\text{TOT}} = 0$  for  $T \geq T_C$ , while in the SMM with compressible nuclear liquid it is argued that  $\sigma_{\text{TOT}} < 0$  for  $T > T_C$ , while  $\sigma_{\text{TOT}} = 0$  at  $T = T_C$ . Apparently, this problem can be solved only experimentally. On the other hand, it is expected that the critical point of nuclear matter is located at particle number densities about  $n_C \approx 0.1 - 0.3 n_0$  [10, 14], where  $n_0 \approx 0.16 \text{ fm}^{-3}$  is the normal nuclear density at vanishing temperature. Therefore, to study the properties of nuclear matter at the vicinity of critical endpoint it is sufficient to work out a simplified EoS.



*Left panel:* Total surface tension coefficient  $\sigma_{\text{TOT}} = \Sigma + \sigma_0(T)$  at the PT curve as a function of  $T(\mu_C)$  is shown for several sizes of largest nucleus  $N$ . A vertical line defines the critical temperature  $T_{\text{CEP}} = 18 \text{ MeV}$ . *Right panel:* The PT curves  $\mu_C(T)$  in the plane of temperature  $T$  and nuclear chemical potential  $\mu$ .

Since the critical endpoint corresponds to low values of baryonic charge densities, in this region of parameter the SMM EoS can be essentially simplified by adding the curvature tension part of free energy to the surface free energy. As shown in [10], at low densities the curvature tension part of free energy is equal to the surface tension ones. Hence, doubling the weight of the surface free energy, one can safely analyze the behavior of chemical potential at the phase transition (PT) curve. Having the new version of liquid pressure for compressible liquid [10], one can get the function  $p(T, \mu_C(T))$ .



The T-dependence of total surface tension coefficient  $\sigma_{TOT} = \Sigma(T, \mu_c(T)) + \sigma_0(T)$  is showing in the left panel of figure, while the function  $\mu_c(T)$  is presented in the right panel of this figure. From figure one can see that  $\sigma_{TOT} = \Sigma(T_{CEP}, \mu_c(T_{CEP}))$  vanishes at  $T_{CEP} = 18$  MeV even for small size of largest nucleus  $N = 50$ , although the true PT exists only for  $N \rightarrow \infty$ . On the right panel, the solutions  $\mu_c(T)$  are shown. It is evident that the upper curve describes the gas-liquid PT curve of nuclear matter, while the lower one corresponds to the anti-matter.

*Acknowledgments.* The present work was partially supported by the National Academy of Sciences of Ukraine (project No. 0118U003197).

1. P.-M. König, R. Roth, K.R. Mecke. Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 160601.
2. H. Hadwiger. *Vorlesungen Über Inhalt, Oberfläche und Isoperimetrie* (Berlin: Springer, 1957) 312 p.
3. K.R. Mecke. Int. J. Mod. Phys. B 12 (1998) 861.
4. N.S. Yakovenko et al. Eur. Phys. J. Special Topics 229 (2020) 3445.
5. K.A. Bugaev. Eur. Phys. J. A 55 (2019) 215.
6. K.A. Bugaev. J. Phys. G 48(5) (2021) 055105.
7. K.A. Bugaev et al. Induced surface and curvature tension equation of state for hadron resonance gas in finite volumes and its relation to morphological thermodynamics. arXiv:2104.05351 [hep-ph].
8. K.A. Bugaev et al. Phys. Scr. 96 (2021) 125302.
9. K.A. Bugaev et al. Phys. Rev. C 62 (2000) 044320.
10. V.V. Sagun et al. Nucl. Phys. A 924 (2014) 24.
11. M.E. Fisher. Physics 3, No.5 (1967) 255.

## СПІВВІДНОШЕННЯ $\eta/s$ У СКІНЧЕНІЙ НАГРІТІЙ ФЕРМІ СИСТЕМІ

**С. В. Лук'янов**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

У 2005 р. Ковтун та ін. [1], у рамках теорії струн показали, що існує універсальна нижня межа (УНМ) для відношення зсувної в'язкості до густини ентропії  $\eta/s$  для всіх типів рідин

$$\frac{\eta}{s} = \frac{\hbar}{4\pi k_B} \approx 6,05 \cdot 10^{-13} K \cdot c, \quad (1)$$

де  $k_B$  – стала Больцмана.

Існування УНМ витікає з концепції частинково-хвильового дуалізму, відповідно до якого, будь-якій квантовій частинці можна співставити певну довжину хвилі де Бройля. Фізичний сенс існування УНМ означає, що найкоротшим шляхом вільного пробігу квантової частинки в рідині є довжина її дебройлівської хвилі. Гіпотеза про існування УНМ є фундаментальною в тому сенсі, що вона не залежить від моделі так, як містить лише основні фізичні константи і поєднує три галузі фізики, а саме, рідинну динаміку, термодинаміку та квантову механіку. Не зважаючи на інтенсивні дослідження, на сьогоднішній день поки що не виявлено жодного експериментального доказу існування рідини, яка б порушувала цю гіпотезу [2].

Перші теоретичні розрахунки зсувної в'язкості в одиницях густини ентропії для ядерної матерії в атомних ядрах в рамках кінетичної теорії виявили, що  $\eta/s$  набагато більша від УНМ [3]. Для обчислення цього відношення використовувались як теоретичні результати, так і експериментальні дані, отримані при дослідженні гігантських резонансів в ядрах. При цьому, для розрахунку зсувної в'язкості  $\eta$  в якості джерела дисипації колективних збуджень розглядалася двочастинкова релаксація. Однак, це спрощена модель, яка не враховує внесок в процес дисипації від одночастинкового механізму релаксації, що виникає внаслідок відбиття нуклонів від віброуючої поверхні [4]. В нашій роботі пропонується врахувати одночастинкове джерело дисипації, яке спричинене наявністю ядерної поверхні, і таким чином врахувати скінченні розміри атомного ядра.

У виразі для зсувної в'язкості

$$\eta = P_{eq} / \left[ 1 + (\omega\tau)^2 \right], \quad (2)$$

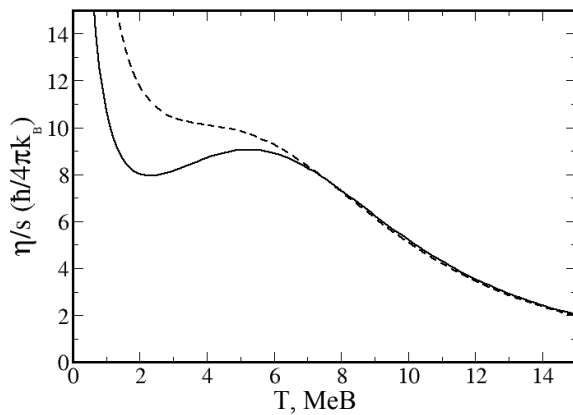
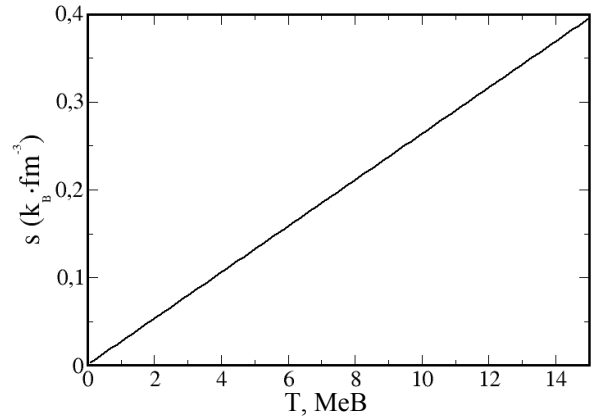
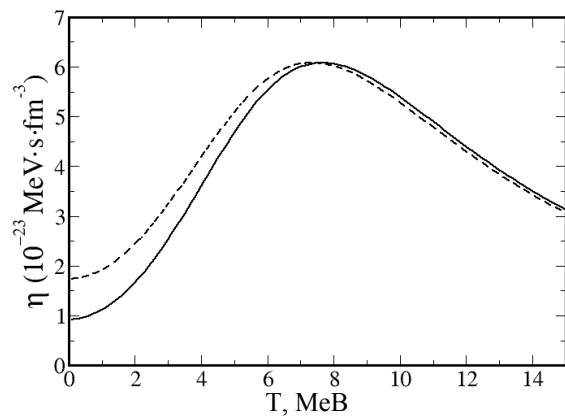
де  $P_{eq}$  - рівноважний тиск,  $\omega$  - частота коливань, а  $\tau$  - час дисипації колективного збудження, в наближенні незалежних джерел релаксації будемо використовувати вираз для оберненого часу дисипації колективного збудження у вигляді суми

$$\tau^{-1} = \tau_2^{-1} + \tau_1^{-1}, \quad (3)$$

де  $\tau_2$  - двочастинковий час релаксації, а  $\tau_1$  - одночастинковий час релаксації колективного збудження [4].

Числові розрахунки проводились для випадку збудження в ядрі свинцю  $A = 208$  гігантського дипольного резонансу (ГДР) з енергією  $E = \hbar\omega = 20,6A^{-2/3} + 31,2A^{-1/3}$ . Результати таких розрахунків зображено на рисунку. Там же наведено значення параметрів, при яких було здійснено обчислення. У верхній лівій частині зображено залежність зсувної в'язкості  $\eta$  від температури ядра  $T$ . Суцільною кривою відображено залежність  $\eta$  у випадку врахування лише двочастинкового механізму релаксації, тобто коли  $T = T_2$ . Пунктирною лінією зображено розрахунок у випадку врахування ще й одночастинкового механізму релаксації відповідно до виразу (3). Як видно з рисунка, максимальна різниця між цими кривими, яка становить майже 100 %, спостерігається при нульовій температурі. З ростом параметру  $T$  ця різниця поступово зменшується і в області максимуму практично зникає. Отже, в повністю холодній Фермі системі внесок, зумовлений скінченними розмірами атомного ядра у зсувну в'язкість  $\eta$ , становить близько половини її величини. З ростом температури, роль поверхневих ефектів швидко зменшується і  $\eta$  прямує до нуля. Праворуч зверху зображено лінійну залежність густини ентропії, яка розраховувалась так же само, як і в [3], а саме для випадку Фермі газу. Ліворуч знизу зображено фактично відношення лівих верхніх кривих до лінійної залежності густини ентропії. Позначення кривих такі ж, як і зверху. Як можна бачити, в загальному випадку співвідношення  $\eta/s$  змен-

шується з ростом температури. І, як було встановлено в [3], для двочастинкового механізму релаксації, крива залежності має певні мінімум та максимум (за виключенням нескінченного зростання при нульовій температурі, та асимптотичного зменшення до нуля при високих температурах).



Залежність зсувної в'язкості  $\eta$  (ліворуч зверху), густини ентропії  $s$  (праворуч зверху), та їхнього відношення  $\eta/s$  в одиницях  $\hbar/4\pi k_B$  (ліворуч знизу) від температури  $T$  для ядра з масовим числом  $A = 208$  у випадку збудження гігантського дипольного резонансу. Використано такі значення параметрів: енергія Фермі  $E_F = 37$  MeV, густина основного стану ядра  $\rho_0 = 0,16$  фм<sup>-3</sup>, дво- та однотільні параметри нормування  $\alpha^{(-)} = 4,6$  MeV та  $\zeta = 3,2$ , параметр радіуса ядра  $r_0 = 1,2$  фм.

У нашому випадку мінімум спостерігається приблизно при 2 MeV, а максимум при 5 MeV. З урахуванням одночастинкового механізму релаксації мінімум і максимум зникають, а величина  $\eta/s$  при наближенні до нуля зростає більш інтенсивно. Приблизно при 7 MeV внесок від одночастинкового механізму релаксації повністю зникає, і залежність  $\eta/s$  визначається лише двочастинковими зіткненнями.

1. P. Kovtun, T.D. Son, A.O. Starinets. Viscosity in strongly interacting quantum field theories from black hole physics. Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 111601.
2. N.D. Dang. Viscosity: From air to hot nuclei. J. Phys. 83(5) (2014) 683.
3. N. Auerbach, S. Shlomo.  $\eta/s$  ratio in finite nuclei. Phys. Rev. Lett. 103 (2009) 172501.
4. V.M. Kolomietz, V.A. Plujko, S. Shlomo. Interplay between one-body and collisional damping of collective motion in nuclei. Phys. Rev. C 54(6) (1996) 3014.

# SHELL AND ASYMMETRY EFFECTS IN NUCLEAR STATISTICAL LEVEL DENSITIES

**A. G. Magner<sup>1</sup>, A. I. Sanzhur<sup>1</sup>, S. N. Fedotkin<sup>1</sup>, A. I. Levon<sup>1</sup>, S. Shlomo<sup>2</sup>**

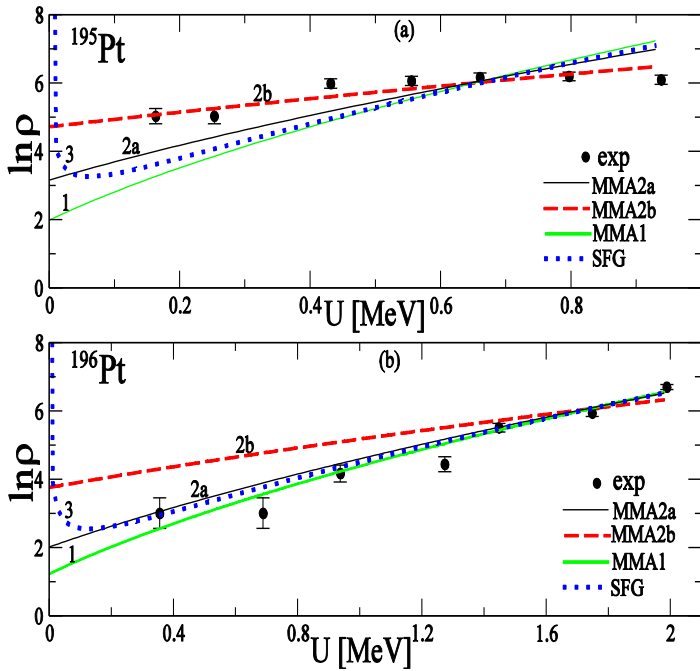
<sup>1</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

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

Many nuclear properties can be described in terms of the statistical level density,  $\rho = \rho(E, N, Z)$ , as a function of the total energy  $E$ , and the number of neutrons  $N$  and protons  $Z$  in a nucleus. Within the semi-classical periodic-orbit theory using the mean-field approach, the level density was derived [1] within the micro-macroscopic approximation (MMA) beyond the Fermi gas (FG) model. We obtain  $\rho \propto I_\nu(S)/S^\nu$ , with  $I_\nu(S)$  being the modified Bessel function of the entropy,  $S = 2(aU)^{1/2}$ , where  $U$  is the excitation energy and  $a$  is the level density parameter (LDP). With isotope subscripts (n,p), the LDP,  $a = \pi^2 g(\lambda)/6 = a_n + a_p$ , with the single-particle level density,  $g(\varepsilon) = g_n + g_p \cong \tilde{g}(\varepsilon) + \delta g(\varepsilon)$ , taken at the chemical potential,  $\varepsilon = \lambda$  ( $\lambda_n \approx \lambda_p \approx \lambda$ ), depends on shell structure through the periodic-orbit shell correction  $\delta g(\varepsilon)$ . When the contribution of  $\delta g(\varepsilon)$  is small (MMA1), one obtains the Bessel function order  $\nu = (n+1)/2$ , where  $n$  is the number of integrals of motion. Strong oscillating components  $\delta g(\varepsilon)$  (MMA2) lead to the value  $\nu = (n+3)/2$ . For large entropy  $S$  the MMA level density reaches the FG limit,  $\rho \cong \exp(S)[1 + O(1/S)]/(2\pi S^{2\nu+1})^{1/2}$ , and the finite combinatorics limit  $\rho(S) \cong \rho(0)[1 + S^2/4(1+\nu) + O(S^4)]$  for small  $S$  (small excitation energy  $U$ ).

The figure shows a comparison of MMA approaches with our shell-structure FG (SFG) asymptotic for relatively large excitation energies  $U$ , and with the experimental data. These data are obtained by the sampling method from the low energy states (LES) range below neutron resonances in <sup>195</sup>Pt (large number,  $L \gg 1$ ), of very LES's below about 1 MeV and in <sup>196</sup>Pt ( $L \sim 1$ ). The results for the MMA2b level density in <sup>195</sup>Pt ( $L \gg 1$ ) and those for the close MMA2a and MMA1 (and SFG) approaches for <sup>196</sup>Pt ( $L \sim 1$ ) agree well with the experimental data. The values of inverse LDP  $K$  are found to be significantly different from that of neutron resonances, due to major shell effects. We will discuss correlations of the shell corrections in  $K(A)$  with those in  $\delta E(A)$  as functions of particle numbers  $A$  within a large chain of the Pt isotopes.

We plan to study MMA pairing and collective effects in the statistical level density.



Level densities,  $\ln \rho$ , for different MMA approaches. The MMA2a is the MMA2, taken at the fitted inverse level-density parameter,  $K = A/a$ , for energy shell corrections  $\delta E$  from Möller et al.-2016. The MMA2b is that in the limit of small shell corrections  $\delta E$  but with large contributions of their derivatives. SFG is the shell-structure Fermi-gas asymptotic for large excitation energies  $U$ . Dots are the experimental data obtained by the sampling method on the plateau conditions over the inverse level density parameter  $K$ .

1. A.G. Magner et al. arXiv:2103.16480 [nucl-th] submitted to Phys. Rev. C (2021); arXiv:2109.01830 [nucl-th] submitted to Int. J. Mod. Phys. E (2021).

# РЕЛЯТИВІЗАЦІЯ У КВАНТОВІЙ МЕХАНІЦІ

С. П. Майданюк

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Квантова механіка спрямована на опис квантових властивостей систем та процесів [в основі якої покладено нерелятивістське рівняння Шредингера (далі - просто рівняння Шредингера)], тоді як рівняння Дірака спрямоване на релятивістський опис одного ферміону у вакуумі (в основі якого покладено перетворення Лоренца від спеціальної теорії відносності). Різні спроби поєднати дві ідеї - опис квантових властивостей для багатьох частинок та релятивізм – приводили до появи різних напрямків та нових рівнянь (наприклад, релятивістська теорія середнього поля [1], кварк-мезонна модель ядра [2]). Так, наступне просте питання розкриває складність проблеми: Що таке «наведена маса» двох частинок при використанні рівнянь Дірака, яка в нерелятивістському випадку входить в усі підручники по квантовій механіці в розділ для задачі двох тіл (наприклад, див. [3], с. 136 -140). Виявляється, що такого терміну у підручниках по формалізму рівняння Дірака не знайти. Але наведена маса пов'язана з відносною відстанню між двома частинками, та наприклад випромінювання фотонів визначається саме відносною відстанню між двома зарядами (або магнітними моментами), тому фізично важливе. Тобто самоузгоджене формулювання релятивістської квантової механіки багатьох тіл виглядає складною проблемою.

Ще простішим випадком (навіть, ніж задача двох частинок) є задача руху однієї частинки у зовнішньому полі. Але виявляється, що і тут хвильові функції відповідно до рівнянь Шредингера та Дірака відрізняються для підбар'єрних та навіть надбар'єрних енергій. Найпростішою демонстрацією такої невідповідності є парадокс Клейна (наприклад, див. [4], с. 65 - 67). Додавання народження пар не вирішує проблему невідповідності між цими хвильовими функціями.

Найпростіший підхід зрозуміти, чому виникає така невідповідність в описі квантових властивостей на основі нерелятивістського рівняння Шредингера та рівняння Дірака, провести порівняльний аналіз властивостей таких функцій для однакового потенціалу. У дослідженні, яке буде представлено у доповіді, проведено такий аналіз для надбар'єрних та підбар'єрних енергій. Тут буде показано різницю між такими функціями, що веде до різниці в описі квантових властивостей систем на основі таких двох рівнянь. Така ситуація стала мотивацією до пошуку нового самоузгодженого рівняння, що стало основним питанням у цьому дослідженні.

Вказівкою на ідею, як побудувати такий формалізм, є Рівняння Паулі, що є першим релятивістським наближенням рівняння Дірака (наприклад, див. [4], с. 32 - 35). На основі такої ідеї, у запропонованому дослідженні розвинуто новий підхід для отримання релятивістських корекцій до нерелятивістського рівняння Шредингера для частинки у зовнішньому полі, де першою корекцією є рівняння Паулі. Вперше отримано другу та наступні корекції, які виявляються у появі нових доданків до кінетичної енергії. Введено ідею розвитку формалізму для багатонуклонних систем. Так, повний гамільтоніан для розсіяння нуклона на ядрі з  $A$  нуклонів у лабораторній системі відліку можна записати у такому вигляді:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{new}}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \hat{H}_0 &= \sum_{i=1}^{A+1} \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_i} + V(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_{A+1}), \\ \hat{H}_{\text{new}} &= - \sum_{i=1}^{A+1} \frac{\mathbf{p}_i^4}{8m_i^3 c^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

де  $m_i$  та  $\mathbf{p}_i$  - маса та імпульс нуклона ядра з номером  $i$  або нуклона розсіяння,  $c$  - швидкість світла,  $V(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_{A+1})$  - потенціал взаємодії між нуклонами, записаний у загальному вигляді. У цих формулах показано новий доданок  $\hat{H}_{\text{new}}$ , що описує релятивістську корекцію до нерелятивістського рівняння Шредингера, якого отримано за розвинутим підходом. З цих формул видно, що релятивістські корекції змінюють скоріше не форму взаємодії, а вигляд кінетичної енергії системи частинок.

З метою тестування та аналізу такого підходу, його застосовано до двох наступних задач. Першою є розсіяння протонів на ядрах для біля-релятивістських швидкостей, для якого добре вивчено потенціал протон-ядерної взаємодії для нерелятивістських енергій. Другою проблемою є вивчення власти-

востей ядер у густинах, що характерні для білих карликів та нейтронних зірок [5]. За основу для вивчення властивостей ядра у зоряному середовищі взято модель деформованих осциляторних оболонок [6 - 8]. Уперше включено релятивістську корекцію на основі (1) - (2). Проаналізовано роль нових доданків у формалізмі, що описують релятивістські корекції. Передбачається подальше застосування такого підходу до вивчення квантових властивостей для релятивістських зіткнень ядер та ядерної матерії у зорях з великим тиском.

1. P. Ring. Prog. Part. Nucl. Phys. 37 (1996) 193; P. Ring. Prog. Part. Nucl. Phys. 46 (2001) 165; M. Serra, A. Rummel, P. Ring. Prog. Part. Nucl. Phys. 46 (2001) 175; P. Ring, E. Litvinova, D. Vretenar. Prog. Part. Nucl. Phys. 59 (2007) 393; D. Pena Arteaga, P. Ring. Prog. Part. Nucl. Phys. 59 (2007) 314; T. Niksic, D. Vretenar, P. Ring. Prog. Part. Nucl. Phys. 66 (2011) 519; D. Vretenar et al. Phys. Rep. 409 (2005) 101.
2. K. Saito, K. Tsushima, A.W. Thomas. Prog. Part. Nucl. Phys. 58 (2007) 1.
3. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика, курс теоретической физики* (Москва: Наука, 1989) 768 с.
4. А.И. Ахиезер, В.Б. Берестецкий. *Квантовая электродинамика* (Москва: Наука, 1981) 432 с.
5. S.L. Shapiro, S.A. Teukolsky. *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects* (Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004) 645 p.
6. А.И. Стешенко, Г.Ф. Филиппов. Размеры и форма ядер с избытком нейтронов. *Ядерная Физика* 14(4) (1971) 715.
7. Г.Ф. Філіппов, А.Й. Стешенко. Форма легких парно-парных ядер. *Укр. фіз. журн.* 15(4) (1970) 625.
8. А.И. Стешенко. *Свойства основных состояний атомных ядер*. Дис. на соиск. учен степени к.ф.-м.н. (К, 1971).

## ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ПІСЛЯ ПОДІЛЬНОЇ ЕМІСІЇ ЯДЕРНИХ ЧАСТИНОК НА ВИХОДИ УЛАМКІВ ПОДІЛУ АКТИНІДНИХ ЯДЕР

**В. Т. Маслюк<sup>1</sup>, О. О. Парлаг<sup>1</sup>, М. І. Романюк<sup>1</sup>, О. М. Поп<sup>1</sup>, Ю. Ю. Білак<sup>2</sup>, М. І. Роль<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Відділ фотоядерних процесів, Інститут електронної фізики, Ужгород, Україна

<sup>2</sup> Ужгородський національний університет Ужгород, Україна

Дослідження поділу та формування фрагментів поділу атомних ядер є важливою задачею фізики атомного ядра [1]. Такі дослідження можуть дати важливу інформацію про стійкість ядерної матерії та характер міжнуклонної взаємодії. Експериментально така задача вирішується або шляхом ідентифікації окремих ядер-уламків методами гамма-спектрометрії, або ж дослідження їхніх масових / зарядових спектрів на сепараторах ядерних частинок. Проте, масив уламків поділу є динамічною системою, що зазнає ядерних перетворень. Масово-зарядові спектри уламків поділу є спостережуваними параметрами, вивчення яких потребує врахування як стабільних та ультра короткоживучих частинок. Є складності теоретичної інтерпретації таких експериментів, оскільки більшість теоретичних підходів не враховує після подільної емісії ядерних частинок.

Запропонований в [2] метод багатьох ансамблів дає змогу врахувати після подільні ядерні перетворення фрагментів поділу. Предметом дослідження є після подільний ансамбль, стійкі ядерні конфігурації, що утворюються після декомпозиції вихідного ядра з атомною масою  $A_0$  та зарядом  $Z_0$ . Для детального вивчення ієрархії та упорядкування масиву двоуламкових кластерів застосований термодинамічний метод, предметом дослідження є впорядкування ансамблю таких ядр-уламків. Так, окремий  $i$ -вий ядерний кластер, містить два фрагменти поділу  $j = 1, 2$  з числом протонів  $N_{p,j}^i$ , та нейтронів, відповідно,  $N_{n,j}^i$ , а також певне число емітованих ядерних частинок. Кожен такий кластер має задовольняти такі умови збереження:

$$\begin{aligned} \sum_{j=1,2} (N_{p,j}^i + N_{n,j}^i + n_j^i) &= A_0, \\ \sum_{j=1,2} (N_{p,j}^i + m_j^i) &= Z_0. \end{aligned} \quad (1)$$

Позитивний знак біля  $m$  має значення кількості випромінюваних  $+\beta$ , а негативний - відповідно кількості  $-\beta$  частинок. Існує кілька варіантів побудови ансамблів фрагментів поділу з урахуванням після подільної емісії ядерних частинок. У першому із них такий ансамбль можна побудувати для фіксованих значень  $n, m$  у (1), тобто,  $n_1^i = n_2^i = n$ ,  $m_1^i = m_2^i = m$ . У даній роботі, враховуючи статистичний характер випромінювання ядерних частинок, ми використали розширений варіант, коли  $\{n, m\}$  встановлює лише дозволені межі, в яких може відбуватися випромінювання ядерних частинок. Іншими словами, ансамбль міститиме всі отримані фрагменти поділу, враховуючи як випромінювання нейтронів у діапазоні  $(0 - n)$ , так і для бета-частинок відповідно в діапазоні  $(0 - m)$ . Змінюючи множини  $\{n, m\}$ , можна реалізувати різну кількість ансамблів, кожен з яких містить усі фрагменти поділу, отримані після випромінювання ядерних частинок у межах значень  $(0, 1, \dots, n)$  та  $(0, 1, \dots, m)$ . Подальший розрахунок у випадку багатьох ансамблів ґрунтується на таких припущеннях:

- нуклеони з різною енергією зв'язку для різних фрагментів ядр слід розглядати як статистично нееквівалентні;
- термодинамічне впорядкування ансамблів фрагментів ядр визначає ймовірність реалізації та топологію виходу окремих фрагментів поділу, що спостерігаються на експерименті;
- термодинамічні параметри всіх фрагментів поділу, отриманих до стану емісії ядерних частинок після розщеплення, визначаються початковим станом ядра, що ділиться. Останній можна вважати термостатом.

Оскільки атомні ядра є малими системами, розрахунок термодинамічних параметрів має враховувати елементи статистичних випробувань для оцінки ступеню статистичних флуктуацій її параметрів.

Запропонований термодинамічний метод не містить часових змінних і не може враховувати кінетику процесу поділу атомного ядра. Він зосереджений на дослідженні лише кінцевого стану ансамблю фрагментів поділу, що утворилися після складних процесів радіоактивної емісії бета та нейтронних потоків. В останньому разі – як у рамках швидких, так і із запізнюючих процесів. Однак часову

еволюцію ансамблю ядер-уламків можна розглядати опосередковано: шляхом побудови багатьох ансамблів ядер-уламків, що утворюються після емісії ланцюгів ядерних частинок різної довжини. Збільшення розміру ланцюжків ядерних частинок дає змогу моделювати стан системи осколків поділу після тривалого часу після реакції поділу ядра. Така процедура може імітувати умови для експериментів після поділу, коли вимірювання проводяться після тривалого часу «охладження» опроміненого зразка.

У таблиці представлено результати моделювання характеристик масивів ядер-уламків ряду актинідів, що характеризують їхню стійкість. Обговорюються ймовірнісні характеристики двоуламкових кластерів обумовлені як впливом ядерних оболонок 50 та 82, а також ентропійних факторів, відповідальних за симетризацію виходів уламків поділу при збільшенні енергії збудження або ядерної температури  $T$  вихідного актинідного ядра. Детально аналізуються особливості спектрів виходу таких уламків, роль температури  $T$  та вплив магічних чисел 50 та 82 на цей процес.

**Найбільш ймовірні двоуламкові кластери, що отримуються при поділі актинідних ядер без та при врахуванні ланцюжків після подільної емісії нейтронів, довжиною  $n$  та бета-частинок, відповідно,  $m$ .**

**Знак при  $m$  вказує на врахування лише  $\beta$ -частинок, ядерна температура  $T = 1$  MeV**

n	№	${}^{238}_{92}\text{U}$		${}^{237}_{93}\text{Np}$		${}^{239}_{94}\text{Pu}$	
		$m = 0$	$m = -3$	$m = 0$	$m = -3$	$m = 0$	$m = -3$
0	1	$\{ {}^{108}_{42}\text{Mo}, {}^{130}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{110}_{45}\text{Rh}, {}^{128}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{107}_{43}\text{Tc}, {}^{130}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{112}_{46}\text{Pd}, {}^{125}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{109}_{44}\text{Ru}, {}^{130}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{118}_{48}\text{Cd}, {}^{121}_{49}\text{In} \}$
	2	$\{ {}^{105}_{42}\text{Mo}, {}^{133}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{107}_{44}\text{Ru}, {}^{131}_{51}\text{Sb} \}$	$\{ {}^{106}_{42}\text{Mo}, {}^{131}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{110}_{46}\text{Pd}, {}^{127}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{111}_{44}\text{Ru}, {}^{128}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{115}_{47}\text{Ag}, {}^{124}_{50}\text{Sn} \}$
	3	$\{ {}^{112}_{44}\text{Rh}, {}^{126}_{48}\text{Cd} \}$	$\{ {}^{112}_{45}\text{Rh}, {}^{126}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{105}_{42}\text{Mo}, {}^{132}_{51}\text{Sb} \}$	$\{ {}^{118}_{48}\text{Cd}, {}^{119}_{48}\text{Cd} \}$	$\{ {}^{105}_{42}\text{Mo}, {}^{127}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{113}_{47}\text{Ag}, {}^{126}_{50}\text{Sn} \}$
	4	$\{ {}^{104}_{40}\text{Zr}, {}^{134}_{52}\text{Te} \}$	$\{ {}^{105}_{44}\text{Ru}, {}^{132}_{51}\text{Sb} \}$	$\{ {}^{110}_{44}\text{Ru}, {}^{127}_{49}\text{In} \}$	$\{ {}^{114}_{46}\text{Pd}, {}^{123}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{105}_{42}\text{Mo}, {}^{134}_{52}\text{Te} \}$	$\{ {}^{112}_{46}\text{Pd}, {}^{127}_{51}\text{Sb} \}$
	5	$\{ {}^{114}_{44}\text{Ru}, {}^{124}_{48}\text{Cd} \}$	$\{ {}^{110}_{44}\text{Ru}, {}^{128}_{51}\text{Sb} \}$	$\{ {}^{108}_{43}\text{Tc}, {}^{129}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{113}_{46}\text{Pd}, {}^{124}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{108}_{43}\text{Tc}, {}^{131}_{51}\text{Sb} \}$	$\{ {}^{117}_{47}\text{Ag}, {}^{122}_{50}\text{Sn} \}$
3	1	$\{ {}^{104}_{42}\text{Mo}, {}^{128}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{112}_{46}\text{Pd}, {}^{121}_{49}\text{In} \}$	$\{ {}^{105}_{43}\text{Tc}, {}^{126}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{110}_{46}\text{Pd}, {}^{122}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{106}_{44}\text{Ru}, {}^{128}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{113}_{47}\text{Ag}, {}^{120}_{50}\text{Sn} \}$
	2	$\{ {}^{105}_{42}\text{Mo}, {}^{128}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{109}_{45}\text{Rh}, {}^{124}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{110}_{44}\text{Ru}, {}^{121}_{49}\text{In} \}$	$\{ {}^{116}_{48}\text{Cd}, {}^{116}_{48}\text{Cd} \}$	$\{ {}^{105}_{44}\text{Ru}, {}^{128}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{113}_{47}\text{Ag}, {}^{122}_{50}\text{Sn} \}$
	3	$\{ {}^{98}_{40}\text{Zr}, {}^{134}_{52}\text{Te} \}$	$\{ {}^{111}_{46}\text{Pd}, {}^{120}_{49}\text{In} \}$	$\{ {}^{96}_{40}\text{Mo}, {}^{135}_{53}\text{J} \}$	$\{ {}^{112}_{46}\text{Pd}, {}^{120}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{114}_{46}\text{Ru}, {}^{119}_{48}\text{Cd} \}$	$\{ {}^{110}_{46}\text{Pd}, {}^{125}_{54}\text{Xe} \}$
	4	$\{ {}^{103}_{42}\text{Mo}, {}^{130}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{110}_{45}\text{Rh}, {}^{122}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{105}_{43}\text{Te}, {}^{128}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{110}_{46}\text{Pd}, {}^{121}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{112}_{46}\text{Ru}, {}^{121}_{48}\text{Cd} \}$	$\{ {}^{113}_{47}\text{Ag}, {}^{122}_{50}\text{Sn} \}$
	5	$\{ {}^{103}_{42}\text{Ru}, {}^{129}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{110}_{46}\text{Pd}, {}^{122}_{49}\text{In} \}$	$\{ {}^{108}_{44}\text{Ru}, {}^{123}_{49}\text{In} \}$	$\{ {}^{112}_{46}\text{Pd}, {}^{122}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{107}_{44}\text{Ru}, {}^{128}_{50}\text{Sn} \}$	$\{ {}^{116}_{48}\text{Cd}, {}^{117}_{49}\text{In} \}$

1. V. Denisov, V. Plujko. *Problems of Nuclear Physics and Nuclear Reactions* (K.: Publishing and Printing Center "Kyiv University", 2013) 430 p. (Rus)
2. V. Maslyuk et al. *Can. J. Phys.* 15 July 2021.



# ПОПЕРЕЧНІ ПЕРЕРІЗИ ПІДБАР'ЄРНОГО ЗЛИТТЯ ТА ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ, ОДЕРЖАНІ НА ОСНОВІ ЯДЕРНО-ЯДЕРНОГО ПОТЕНЦІАЛУ МОДИФІКОВАНОГО МЕТОДУ ТОМАСА - ФЕРМІ

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

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Протягом всього існування теоретичної ядерної фізики до розряду головних її задач відноситься виявлення закономірностей взаємодії атомних ядер. Для розрахунку таких принципових характеристик ядерних реакцій, як поперечні перерізи різноманітних процесів, нам перш за все необхідно знати потенціальну енергію взаємодії між ядрами [1, 2]. Особливо важливими є відомості про величину і радіальну залежність потенціалу взаємодії за невеликих відстаней між ними.

У даній роботі ми розрахували потенціали ядерно-ядерної взаємодії для реакцій  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  та  $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$  у рамках модифікованого підходу Томаса - Фермі [3 - 8] із залежними від густини силами Скірма [9]. При цьому в квазікласичному розкладі кінетичної енергії враховувалися всі доданки до другого порядку по  $\hbar$ . Підкреслимо, що густини нуклонів, що використовувались при розрахунках потенціалів, також отримані в тому ж наближенні модифікованого підходу Томаса - Фермі. Потенціали розраховувалися в наближенні «заморожених густин», що цілком застосовне за енергій зіткнення поблизу бар'єра. Таке наближення дає нам змогу детально дослідити властивості ядерно-ядерної взаємодії в околі точки дотику ядер. Отримані нами потенціали взаємодії наведено на рис. 1 та 2.

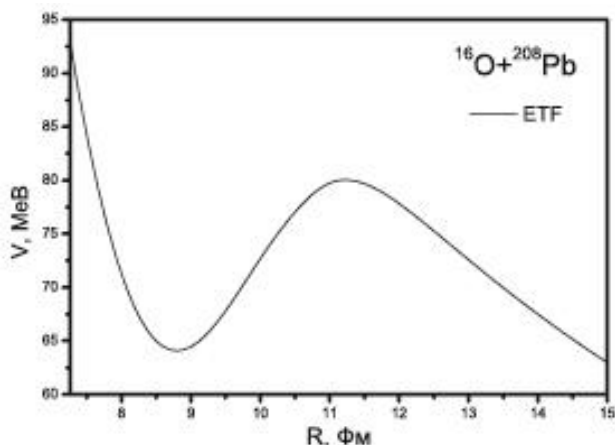


Рис. 1. Потенціал ядерно-ядерної взаємодії, одержаний у рамках модифікованого підходу Томаса - Фермі для системи  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  (ETF).

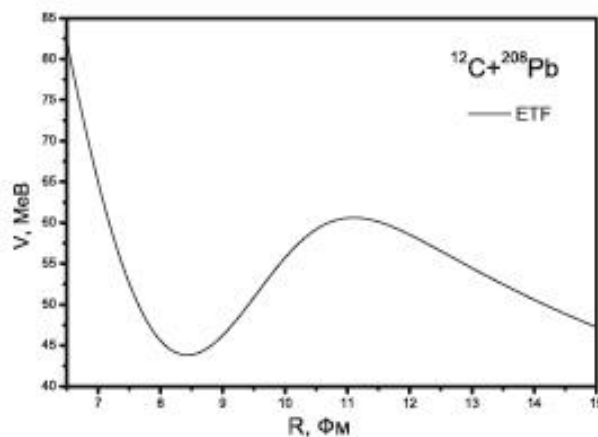


Рис. 2. Потенціал ядерно-ядерної взаємодії, одержаний у рамках модифікованого підходу Томаса - Фермі для системи  $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$  (ETF).

На основі отриманих потенціалів ми розрахували перерізи підбар'єрного злиття для систем  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  та  $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ , які наведено на рис. 3 та 4. Одержані нами перерізи добре узгоджуються з останніми експериментальними даними. Для розрахунку перерізів підбар'єрного злиття використовувався відомий програмний код CCFULL.

Також було розраховано перерізи пружного розсіяння для систем  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  та  $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ . Розрахунки проведено в рамках оптичної моделі, використовуючи отримані потенціали ядерно-ядерної взаємодії. Одержані перерізи пружного розсіяння для системи  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  за енергії пучка  $E_{lab} = 95$  MeV та для системи  $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$  за енергії пучка  $E_{lab} = 75,7$  MeV представлено на рис. 5 та 6. Як бачимо з рисунків, знайдені нами перерізи пружного розсіяння гарно описують наявні експериментальні дані.

Підкреслимо, що в рамках одного підходу ми змогли одночасно описати як перерізи підбар'єрного злиття, так і пружного розсіяння.

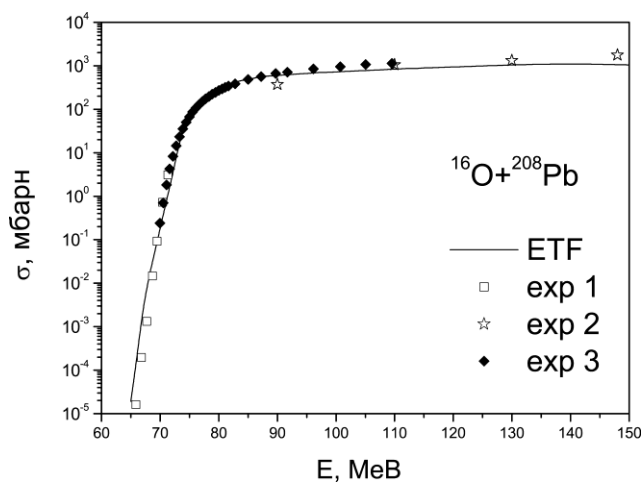


Рис. 3. Поперечний переріз підбар'єрного злиття, отриманий на основі потенціалу взаємодії модифікованого підходу Томаса - Фермі для системи  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  (ETF).

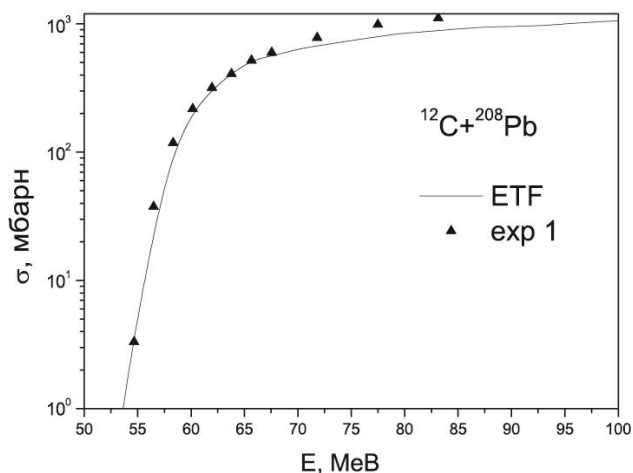


Рис. 4. Поперечний переріз підбар'єрного злиття, отриманий на основі потенціалу взаємодії модифікованого підходу Томаса - Фермі для системи  $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$  (ETF).

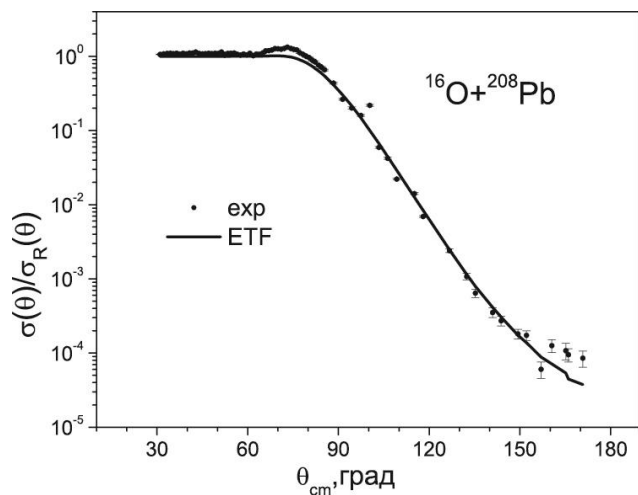


Рис. 5. Поперечний переріз пружного розсіяння для системи  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  за енергії пучка  $E_{lab} = 95$  MeV, отриманий на основі потенціалу взаємодії модифікованого підходу Томаса - Фермі (ETF).

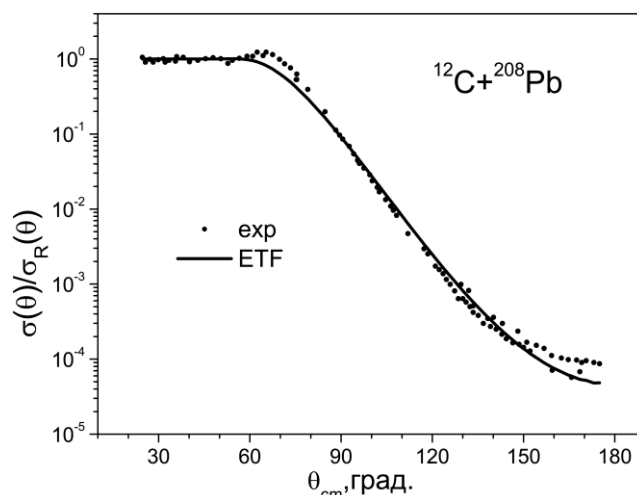


Рис. 6. Поперечний переріз пружного розсіяння для системи  $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$  за енергії пучка  $E_{lab} = 75.7$  MeV, отриманий на основі потенціалу взаємодії модифікованого підходу Томаса - Фермі (ETF).

1. R. Bass. *Nuclear Reactions with Heavy Ion* (Berlin: Springer-Verlag, 1980) 410 p.
2. В.Ю. Денисов и В.А. Плюйко. *Проблеми фізики атомного ядра и ядерних реакцій* (К.: Издат.-полиграф. центр «Киевский университет», 2013) 430 с.
3. M. Brack, C. Guet, H.V. Nakanson. *Phys. Rep.* 123 (1985) 275.
4. В.О. Нестеров, О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов. *Ядерна фізика та енергетика* 20(4) (2019) 349.
5. О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов, В.О. Нестеров. *УФЖ* 62(6) (2017) 471.
6. О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов, В.О. Нестеров. *Ядерна фізика та енергетика* 19(3) (2018) 203.
7. О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов, В.О. Нестеров. *Ядерна фізика та енергетика* 11(1) (2010) 25.
8. O.I. Davydovska, V.Yu. Denisov, V.A. Nesterov. *Nucl. Phys. A* 989 (2019) 214.
9. T.H.R. Skyrme. *Nucl. Phys.* 9 (1959) 615.

## ВЛАСТИВОСТІ ГІПЕРЯДРА ${}^4_{\Lambda}H$ У ТРИКЛАСТЕРНИХ МІКРОСКОПІЧНИХ МОДЕЛЯХ

**О. В. Нестеров, М. Д. Солоха-Климчак**

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

Ядра, що містять в собі разом з нуклонами і гіперони, тобто дивні баріони, називаються гіперядрами. Уперше такі, а саме  $\Lambda$  - гіперядра, були експериментально відкриті М. Данішем і Е. Пневским, які в 1953 році серед продуктів розщеплювання ядер частинками космічних променів знайшли відносно довго живучі фрагменти, які випромінюють піони. Систематичне ж експериментальне вивчення властивостей гіперядер стало можливим після того, як в Церні був створений пучок  $K^-$  мезонів, що дозволило безпосередньо в атомних ядрах утворювати гіперони. Головна причина інтересу до гіперядер полягає в тому, що разом з нуклонними системами з'явилися нові доступні для вивчення системи сильновзаємодіючих частинок, що дає змогу отримати нову інформацію про властивості сильної взаємодії.

Об'єктом нашого розгляду є гіперядро  ${}^4_{\Lambda}H$  яке стабільне по відношенню до випускання нуклонів і  $\Lambda$  - гіперонів. З експерименту відомо, що це гіперядро має два зв'язані стани з повним орбітальним моментом  $L = 0$  при позитивній парності і з  $J^{\pi} = 0^{+}$  і  $J^{\pi} = 1^{+}$ . Енергії цих рівнів  $-2,04$  і  $-1,05$  MeV відповідно, при їхньому відліку від найнижчого порогу розвалу  ${}^3H + \Lambda$ . Повна енергія зв'язку ядра в основному стані становить  $10,52$  MeV, а у збудженому вона дорівнює  $9,53$  MeV. Різниця енергій вказаних станів обумовлена спін-спіновим розщепленням.

У цій роботі ми використовували дві трикластерні алгебраїчні моделі. Перша з них [1] заснована на представленні функції відносного руху системи трьох кластерів у вигляді розкладу по базису шестивимірною гармонійного осцилятора, заданого в гіперсферичних змінних і з використанням лише кластеризації  $D + n + \Lambda$ . Цю модель надалі ми будемо скорочено іменувати АМОБ (Алгебраїчна модель осциляторний базис). Друга модель, скорочено АМГОБ (Алгебраїчна модель гаусівський осциляторний базис) [2], поєднує в собі використання як гаусівського, так і осциляторного базису при розкладанні функції відносного руху кластерів. При цьому можуть використовуватися одночасно три способи кластеризації:  $(D + n) + \Lambda$ ,  $(D + \Lambda) + n$  і  $D + (n + \Lambda)$ . Гаусівський базис вельми зручний для опису зв'язаних станів як двох, так і багатокластерних систем, оскільки дає змогу досягти збіжності результатів з використанням порівняно малого числа базисних функцій. Перевага осциляторного базису полягає в тому, що він дає змогу просто і самоузгоджено врахувати граничні умови і в задачах розсіювання. Тому ми використовуємо гаусівський базис для опису бінарних підсистем, в той час як осциляторний – для опису руху третьої частинки відносно бінарних підсистем. Це дає можливість в трикластерній системі розглядати всі можливі бінарні канали з врахуванням поляризації відповідних бінарних підсистем.

Оскільки наші моделі є мікроскопічними, то їхніми основними вхідними параметрами є  $NN$  та  $\Lambda N$  потенціали. В якості першого ми обрали добре відомий модифікований потенціал Хасегави - Нагати [3], який є напівфеноменогічним. В якості другого –  $YNG-NF$ , один з потенціалів серії  $YNG$  [4], основою отримання яких є представлення про взаємодію між нуклонами і гіперонами на основі уявлень про однобозонний обмін. Забігаючи трохи наперед відмітимо, що з п'яти потенціалів цієї серії тільки потенціал  $NF$ , як показали розрахунки, здатний дати розумні результати при розрахунках характеристик  ${}^4_{\Lambda}H$ . В якості варіаційного параметра може використовуватися осциляторний радіус  $b$ , який зокрема визначає розміри дейтронного кластера, а також хвильове число  $k_F$ , що міститься в параметрах  $\Lambda N$  потенціалу, яке на практиці відразу перетворилось у варіаційний параметр в розрахунках з такого роду потенціалами.

Розрахунки в АМГОБ показали, що при обчисленні енергії зв'язку безумовно лідируючу роль, з точністю до десятих відсотка, відіграє кластеризація  $(D + n) + \Lambda$ , а також дуже важливим є хороший опис бінарних підсистем, зокрема, як витікає з попереднього твердження, підсистеми  $D + n$ . При цьому, хоча взаємодія між нуклонами і  $\Lambda$ -гіперонами є значно слабшою ніж нуклон-нуклонна взаємодія, проте помітну роль відіграє поляризація підсистеми  $D + n$  за рахунок взаємодії з  $\Lambda$ -частинкою.

Тут ми порівнюємо свої результати з результатами роботи [5], де, як стверджують автори, їхньою основною метою було вирішити чотиричастинкову задачу для  ${}^4_{\Lambda}H$ . Розрахунки виконувались в рамках варіаційного методу. В якості  $NN$ -потенціалу використовувався потенціал  $AV8$ , а  $\Lambda N$ -взаємодія задавалася за допомогою потенціалу  $NSC97f$ , який, як стверджують автори, є єдиним працездатним потенціалом із серії  $NSC97a-f$ . Результати цієї роботи по повній енергії зв'язку, поряд з нашими і експериментальними даними наведено в таблиці.

Значення енергій зв'язку станів  $0^+$  і  $1^+$ , отримані в роботі [5] і наші результати.  
 У [5]  $E(^3\text{H}) = -7,77$  MeV, у нас  $E(^3\text{H}) = -7,74$  MeV. У таблиці всі енергії наведено в MeV

Стани	Результати роботи [22]	Наші результати		Експеримент
		АМОВ	АМГОВ	
$0^+$	-10,10	-10,12	-10,04	-10,52
$1^+$	-8,36	-9,30	-9,24	-9,53

Наші енергії зв'язку для  $^3\text{H}$  близькі до тих, які отримані в [5], так само як і енергії основних станів. У той час, як для стану  $1^+$  енергії досить сильно різняться. Швидше за все це пов'язано з тим, що сильно завищене спіно-спінове розщеплення від самого початку закладено в потенціалах NS.

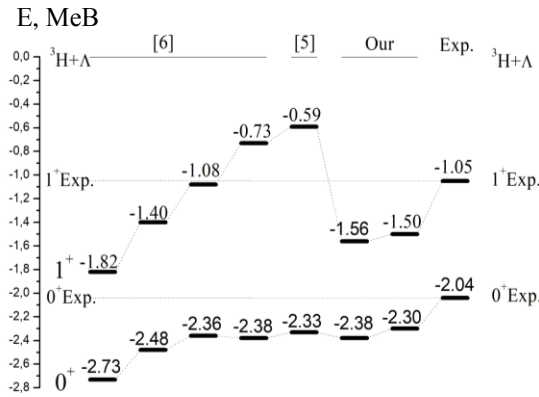


Рис. 1. Порівняння наших результатів з результатами теоретичних робіт інших авторів і експериментальними даними.

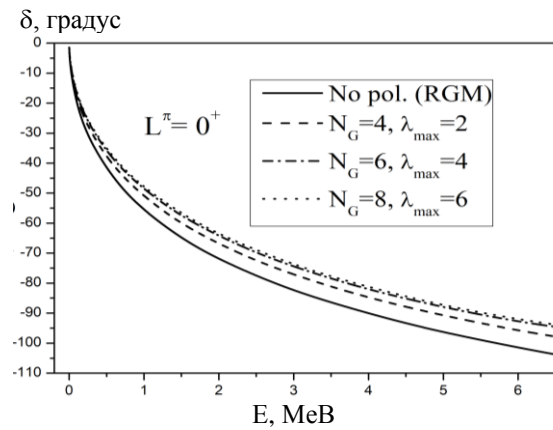


Рис. 2. Вплив поляризації  $^3\text{H} + \Lambda$  з  $L^\pi = 0^+$ .

Для того, щоб зробити порівняння наших результатів з енергії зв'язку з теоретичними результатами інших авторів і експериментальними даними більш наочним, наведено рис. 1, на якому енергії зв'язку відраховуються від порогів розвалу  $^3\text{H} + \Lambda$ . На цьому рисунку також представлено результати роботи [6], отримані з використанням моделі оболонки без кору (NCSM), автори якої вважають, що їхня робота виконана на основі перших принципів.

Зіставлення наших результатів з експериментальними даними, і порівняння з результатами найбільш послідовних теоретичних робіт показує, що на даний момент часу поки не вдається точно описати порівняно простий спектр зв'язаних станів гіперядра  $^4_\Lambda\text{H}$ . В основному це пов'язано з невизначеністю з потенціалами взаємодії між частинками, і в першу чергу  $\Lambda\text{N}$ -потенціалу. При цьому результати наших розрахунків не випадають з ряду результатів розрахунків, проведених в найбільш точних нині моделях, і дозволяють вказати на деякі особливості структури  $^4_\Lambda\text{H}$ .

В якості прикладу застосування АМГОВ для розгляду станів неперервного спектру  $^4_\Lambda\text{H}$  наведено рис. 2 на якому представлені фази пружного розсіяння  $\Lambda$ -частинки на ядрі  $^3\text{H}$  у двокластерному представленні  $\text{D} + \text{n}$ . Позначення  $N_G$  на рисунку вказує на кількість гаусівських функцій залучених в розрахунок у кожному конкретному випадку, а  $\lambda_{\text{max}}$  – на максимальний використаний парціальний момент. Відмітимо, що наведені на рисунку результати теж вказують на суттєвість врахування можливості поляризації бінарної підсистеми  $\text{D} + \text{n}$ .

1. A.V. Nesterov et al. Elem. Chast. At. Yadro 41 (2010) 1337.
2. V.S. Vasilevsky et al. Nucl. Phys. A 824 (2009) 37.
3. A. Hasegawa, S. Nagata. Prog. Theor. Phys. 45 (1971) 1786.
4. Y. Yamamoto et al. Prog. Theor. Phys. Supplement 117 (1994) 361.
5. E. Hiyama et al. Phys. Rev. C 65 (2001) 011301(R).
6. R. Wirth et al. Hypernuclear no-core shell model. Phys. Rev. C 97 (2018) 064315.

# МОДЕЛЮВАННЯ ШИРИНИ РОЗПАДУ БОЗОНА ХІГГСА В РАМКАХ THDM МОДЕЛІ

Т. В. Обіход, Є. О. Петренко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

У рамках пошуків нової фізики за межами Стандартної моделі (СМ) нами було обрано визначення ширини розпаду бозона Хіггса [1], як однієї з найменш експериментально визначених значень [2]. СМ передбачає малу ширину розпаду СМ бозона Хіггса, близько 4 MeV. Оскільки помилка вимірювання енергії на Великому адронному коллайдері в сотні разів більше, приблизно 1 GeV, тому визначення ширини бозона Хіггса безпосередньо із експерименту є неможливим. Однак можна накопичити дані про утворення та розпад бозона Хіггса при значно більшій енергії, вище 300 GeV. Оскільки THDM [3] модель передбачає існування п'яти бозонів Хіггса, ми провели наші розрахунки для двох бозонів: найлегшого бозона Хіггса,  $h$  і CP-парного бозона Хіггса,  $H$ , який є аналогом віртуального бозона Хіггса. Таким чином, ідею накопичення даних про народження та розпад бозона Хіггса може бути реалізовано при значно більшій енергії. Для досягнення цієї цілі було використано сучасну програму Монте-Карло Prophesy 4f [4] зі сценаріями простору параметрів 7B1 та 5B1 і II. Перевага Prophesy 4f полягає в тому, що вона дає змогу проводити розрахунки для бозона Хіггса, який розпадається на чотири ферміони, включаючи як електрослабкі, так і КХД корекції в NLO-наближенні із інтерференційними внесками між каналами WW/ZZ.

Оскільки ідентифікація чотирьох лептонів є найбільш ефективною з експериментальної точки зору в порівнянні з іншими каналами розпадів, нами було обрано цей канал як найбільш оптимальний для пошуку нової фізики. Нами розраховано ширини розпадів на чотири ферміони найлегшого і важчого CP-парного бозонів Хіггса моделі THDM з урахуванням КХД і електрослабких поправок у NLO-наближенні (рисунок).

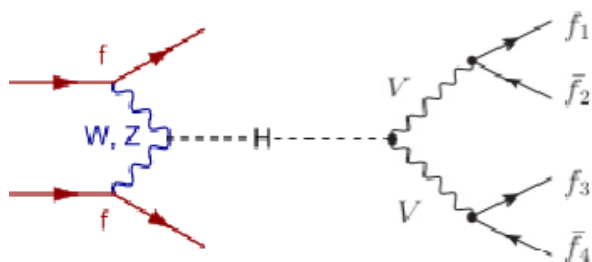


Схема обраного процесу народження бозона Хіггса асоційованого з W і Z бозонами і його розпаду на чотири ферміони (лептони).

Використовуючи сценарії, отримані з експериментальних вимірювань [5] ми розрахували ширини розпадів легкого CP-парного бозона Хіггса,  $h$ .

Таблиця 1. Ширини розпадів найлегшого бозона Хіггса  $h$  по WW/ZZ каналах, які отримано при різних сценаріях обраних параметрів THDM моделі

	Full decay width of lightest Higgs boson, $h$ , MeV	$\Gamma \rightarrow WW$	$\Gamma \rightarrow ZZ$	$\Gamma^{\text{int}}$
5-B1	0.92852	0.8326	0.1007	-0.00478
7-B1	0.93026	0.8311	0.104	-0.00484

Розраховано ширину розпаду важчого CP-парного бозона Хіггса,  $H$ .

Таблиця 2. Ширини розпадів CP-парного бозона Хіггса  $H$  по WW/ZZ каналах, які отримано за I і II сценаріями параметрів THDM моделі

Full decay width of lightest Higgs boson, $h$ , MeV	$\Gamma \rightarrow WW$	$\Gamma \rightarrow ZZ$	$\Gamma^{\text{int}}$
-54.487	-71.47	17.203	-0.22
1176.36	789.98	385.74	0.64

Виявлено, що ширина розпаду важчого CP-парного бозона Хіггса,  $H$  відрізняється від  $H_{SM}$  в 1228 рази і змінюється до від'ємного значення при відхиленні від стандартних сценаріїв. Масштабні фактори  $\kappa_Z^2$  і  $\kappa_W^2$  показали переважання пов'язаного з  $Z$  бозоном перерізу народження CP-парного бозона Хіггса,  $H$  над асоційованим з  $W$  процесом народження.

**Таблиця 3. Скейлінгові фактори двох бозонів Хіггса  $h, H$ , які отримано при різних сценаріях обраних параметрів THDM моделі**

Boson	Scenario	$\kappa_W^2$	$\kappa_Z^2$	$\kappa_H^2$ w/o int	$\kappa_H^2$ w int
$h$	5-B1	0.97	0.939	0.967	0.969
$h$	7-B1	0.968	0.97	0.969	0.971
$H$	II	921	3597	1218	1228

Оскільки масштабні параметри пов'язані із поперечними перерізами утворення бозона Хіггса,

$$\frac{\sigma_{WH}}{\sigma_{WH}^{SM}} = \kappa_W^2, \quad \frac{\sigma_{ZH}}{\sigma_{ZH}^{SM}} = \kappa_Z^2,$$

то отримані результати свідчать про значну ймовірність ідентифікації CP-парного бозона Хіггса, що і планувалося відповідно до нашої моделі попередньої ідентифікації більш важкого бозона для подальшого вимірювання ширини розпаду SM-подібного бозона Хіггса.

Отримані результати свідчать про:

- ширини розпадів бозона  $h$  THDM моделі і бозона  $H_{SM}$  моделі майже не відрізняються;
- масштабний фактор  $\kappa_H^2$  CP-парного бозона Хіггса дорівнює 1228;
- інтерференція між каналами розпаду вносить незначний внесок в значення ширини розпаду і масштабного фактору;
- різниця між  $\kappa_Z^2$  і  $\kappa_W^2$  майже в 4 рази свідчить про перевагу розпаду бозона Хіггса через утворення  $Z$  бозонної пари над  $W$  парою;
- внески в результати розрахунків істотно пов'язані як із номером сценарію, так і з ренормалізаційною схемою.

1. T.V. Obikhod, E.O. Petrenko. arXiv:2101.09105 [hep-ph]; Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Nuclear Physics Investigations 3(133) (2021) 11.
2. CMS Collaboration. Measurements of properties of the Higgs boson decaying into four leptons in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV. CMS-PAS-HIG-16-041 (2017).
3. G.C. Branco et al. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. arXiv:1106.0034 [hep-ph].
4. A. Denner, S. Dittmaier, A. Muck. PROPHECY4F 3.0: A Monte Carlo program for Higgs-boson decays into four-fermion final states in and beyond the Standard Model. FR-PHENO-2019-018, TTK-19-51. arXiv:1912.02010 [hep-ph]; K. Adcox et al. [PHENIX Collaboration] Nucl. Phys. A 757 (2005) 184.
5. A. Denner, S. Dittmaier and J.-N. Lang. Renormalization of mixing angles. Journal of High Energy Physics 2018 (2018) 104.

# КОРЕКЦІЯ ПЕРЕРІЗІВ УРАХУВАННЯМ ПРОМІЖНИХ КОГЕРЕНТНИХ КАНАЛІВ ПРИ ЗІТКНЕННЯХ ДЕЯКИХ КЛАСТЕРНИХ ЯДЕР У РАМКАХ ПРОСТОРОВО-ЧАСОВОГО АНАЛІЗУ

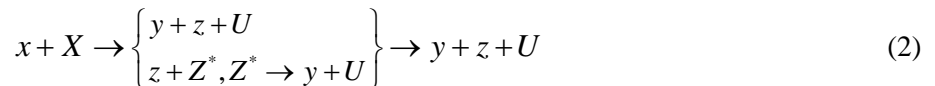
**С. О. Омельченко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

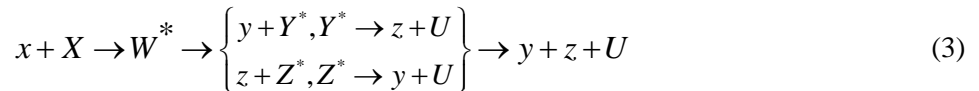
1. Запропоновано застосування наближення просторово-часового аналізу, що розглядався раніше для бінарних реакцій пружного розсіяння нуклонів на ядрах [1, 2]



для зіткнень легких іонів [3]



і для важко-іонних зіткнень з трьома частинками в кінцевому каналі реакції [4]



до процесів зіткнення деяких кластерних ядер з енергіями до 40 MeV.

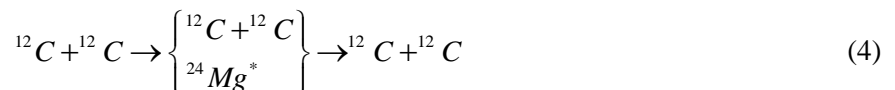
Вибір такого діапазону енергій зумовлений дослідженням досить цікавої енергетичної високо-імовірного створення так званих ядерних молекул при зіткненнях кластерних ядер, де кластером можна вважати  $\alpha$  – частинку, а до розгляду даної роботи взяті кластерні ядра типу  $n\alpha$ , де  $n = 3$  або  $n = 4$  (інакше, це відповідає або ядрам  $^{12}\text{C}$  або ядрам  $^{16}\text{O}$ ).

Справа в тім, що в деяких випадках при обрахунках перерізів часто не враховується квантова природа ймовірнісної можливості протікання реакцій по декільком мікроскопічно абсолютно різним проміжним каналам реакції, які макроскопічно не можуть бути розрізнені, бо, як бачимо в виразах (1), (2) та (3), в кінцевому каналі присутній той самий набір продуктів реакції поза залежністю від наявності, кількості та типу проміжних каналів. Цей фактор може впливати на кінцеві обрахунки макроскопічних величин на кшталт перерізів.

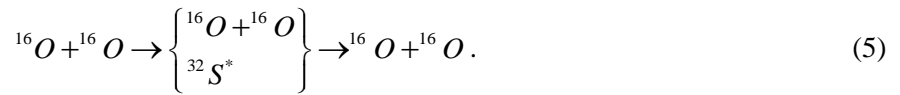
2. Звісно, важливо відзначити, що для таких  $x + X$  – процесів, незважаючи на наше ствердження про ненульову вірогідність наявності різноманітних проміжних процесів (яких в загальному випадку може бути більше двох з комбінаторним характером впливу на обрахування перерізів, але тут поки обмежимося двома проміжними процесами), є ілюзорний фактор їхньої неспівставності в часі. Тому ціллю роботи є демонстрація наявності таких проміжних процесів, які можуть бути і досить співставними в часі для того, щоб називатися когерентними та для того, щоб бути важливими для впливу на макроскопічні спостережувані, а саме на перерізи конкретних експериментальних даних.

З цією метою розглянуто реакції типу (1), але замість розсіяння нуклонів на ядрах обрані  $x + X$  – процеси, де  $x = X = ^{12}\text{C}$  або  $x = X = ^{16}\text{O}$ .

3. Показано, що існують неповноцінні fission-fusion – процеси для зіткнень кластерних ядер  $^{12}\text{C}$  та  $^{16}\text{O}$  на базі заморожених параметрів деформації овалоїду Кассіні [5], де фаза злиття не може вважатись повноцінною і не займає багато часу на відміну від повноцінної фази злиття більш важких ядер типу  $^{36}\text{Ar} + ^{142}\text{Nd}$ . Причиною тому є гіпотетична наявність короткоживучого проміжного каналу утворення ядерних молекул  $^{24}\text{Mg}^*$  або  $^{32}\text{S}^*$  при зіткненнях типу (1):



або



Тут зірочка при  ${}^{24}\text{Mg}^*$  та  ${}^{32}\text{S}^*$  означає короткотривалість процесів квазізлиття або квазікомпаунд-станів. Показано, що такі швидкоплинні процеси неповноцінного злиття зі швидким розпадом можуть бути співставними в часі з прямими процесами та підходять для розгляду за допомогою запропонованого просторово-часового наближення.

4. Показано, що гантельні конфігурації, наприклад, проміжного стану  ${}^{24}\text{Mg}^*$  (рисунок, справа та всередині, з одним збудженим (справа) і двома основними станами (всередині) квазізв'язаних ядер  ${}^{12}\text{C}$ , відповідно) у виразі (4) відрізняються від основного стану ядра  ${}^{24}\text{Mg}$  (див. рисунок зліва).



Гантельні конфігурації після зіткнень ядер  ${}^{12}\text{C}$  (модифікація скріну з роботи [6]).

1. В.С. Ольховский, С.А. Омельченко. Влияние движения составного ядра на интерференцию прямой и компаунд-ядерной амплитуд при рассеянии нейтронов атомными ядрами. Ядерна фізика та енергетика 17(2) (2016) 130.
2. V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, S.A. Omelchenko. On scattering cross sections and durations near an isolated compound-resonance, distorted by the non-resonant background in the center-of-mass and laboratory systems. arXiv:1101.5541v1 [nucl-th]; Appl. Phys. Lett. 99 (2011) 244103.
3. V.S. Olkhovsky, S.A. Omelchenko. On the space-time description of interference phenomena in nuclear reactions with three particles in the final channel. The Open Nuclear & Particle Physics Journal 4 (2011) 27.
4. G. Fazio et al. On interference effects in heavy-ion collision with emission of two particles. In: Proc. Int. Symp. on "Large-Scale Collective Motion of Atomic Nuclei", Brolo, Messina, Italy, October 15-19, 1996. Eds. G. Giardina, G. Fazio, M. Lattuada (Singapore: World Scientific, 1997) 425 p.
5. V.L. Litnevsky et al. Description of the mass-asymmetric fission of the Pt isotopes, obtained in the reaction  ${}^{36}\text{Ar} + {}^{142}\text{Nd}$  within the two-stage fusion-fission mode. arXiv:1904.01492v1 [nucl-th].
6. Д. Бромли. Ядерные молекулы. УФН 131(4) (1980) 695.



# ELECTROMAGNETIC FIELDS WHICH CAN BE ACHIEVED IN EXPERIMENTS ON TRIPLE NUCLEAR COLLISION

**P. P. Panasiuk<sup>1</sup>, K. A. Bugaev<sup>2</sup>, O. V. Vitiuk<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

<sup>2</sup> Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, Kyiv, Ukraine

<sup>3</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

The non-perturbative effects in quantum field theory attract a permanent interest of theoreticians for a few decades. The Schwinger effect in quantum electrodynamics, the best-known quantum field theory, was first described more than 80 years ago. After this theoretical discovery, the experimentalists were put to a rather complicated competition against the very hard requirements for the Schwinger effect detection, in essence, to create a huge critical charge value of about  $Z_c = 170e$  (here  $e$  is the proton electric charge) to observe the spontaneous emission of the electron-positron pairs from the unstable vacuum [1].

The brightest theoreticians had been thinking of and suggesting brilliant ideas about the possibility to create such a charge in the experiments [2]. This is a tremendously complicated problem since we do not know any stable nuclear system with the charge even close to the critical one  $Z_c$  and there is no sign that such systems may exist in nature. A huge step forward was made by introducing the binary collisions on colliders, which, in principle, can essentially increase the apparent charge of a system [3]. However, there appeared severe difficulties with this idea, including the very short lifetime of a quasi-molecule system and too low effective charge, which can barely reach the threshold of the effect. Here we would like to demonstrate that there is a possibility to overcome all the issues with the binary collision by introducing an entirely new theoretical idea.

The novel experimental setup, the so-called triple nuclear collisions setup, which was introduced recently in [4], is considered here in the context of electromagnetic effects. Several models to evaluate the electric field that appears in such a setup are developed and examined. These models, namely so-called “slowdown” and “no-slowdown” treatments, give us a possibility to simplify the way to take into account the electric charge distribution evolution during a collision (and therefore electromagnetic field), though they treat nuclei momentum exchange in a different way. The obtained results are compared with the simulations provided by the UrQMD-3.4 transport code and afterward, they are used to elucidate the parameters of the apparent electric charge. In Fig. 1 it is shown that the triple nuclear collisions setup provides an essentially more realistic condition for the electron-positron pair emission due to the vacuum instability compared to the binary nuclear collisions. This Figure also shows that the “slowdown” treatment is reasonable for the field approximation, which can be extensively used later for the numeric solution of the Dirac equation. The fit curve, generated by the “no-slowdown” treatment with parameters of effective charge, gamma factor  $\gamma$ , and collision time, provides a very small deviation from the exact simulations in the region of largest apparent charge. The number of electron-positron pairs that can be spontaneously emitted in the triple setup is found for the first time and is compared with the results obtained for binary nuclear collisions (Fig. 2).

It is shown that in the triple nuclear collision setup the effective charge of each projectile after slowing down is considerably larger than in the binary one and this fact dramatically enhances the electron-positron pair production in the triple nuclear collisions. The transition probability is calculated for the first time under the plausible assumption that the system of three nuclei forms a quasimolecule with the total electric charge to be the sum of their individual charges and afterward it is compared with a similar quantity found for the binary collisions.

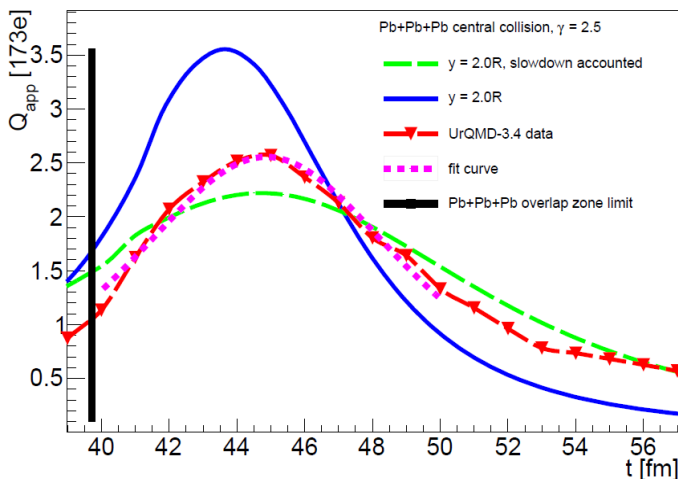


Fig. 1. Apparent charge evolution in various models in transverse direction for gamma factor  $\gamma = 2.5$ . This image covers time interval after a collision. Outputs of the “slowdown” and “no-slowdown” treatments are presented with dashed and solid lines, respectively. The UrQMD simulation data is presented with triangular marks. The Lorentz peak fit, based on “no-slowdown” fit template, is presented with short-dashed line.

$\gamma$ $z_0$	2.0	2.5	3.0	4.0	7.0
2R	0.89 0.47	0.93 0.53	0.99 0.60	1.10 0.74	1.56 1.20
3R	1.26 0.69	1.30 0.77	1.39 0.87	1.58 1.08	2.25 1.77
5R	1.87 1.10	1.96 1.24	2.09 1.40	2.43 1.76	3.50 2.89

$\gamma$	binary collisions	triple collisions
1.25	0.0179	0.1187
1.5	0.0697	0.1608
2.0	0.1608	0.2281
2.5	0.2281	0.2797

Fig. 2. *Upper table*: relative number of  $e + e^-$  pairs created in the triple nuclear collision setup (left upper triangle) versus the same quantity found in the binary setup (right bottom triangle). The calculations are done using the Schwinger formula and therefore should be considered as a rough estimation. *Lower table*: Comparison of the transition probability for positron in effective Coulomb potential for binary and triple collision setups. It is noticeable that for the gamma factor  $\gamma = 1.25$  the ratio reaches about 11 times larger. The ratio is expected to rise fast with the decrease of the gamma factor.

1. J. Schwinger. On gauge invariance and vacuum polarization. Phys. Rev. 82 (1951) 664.
2. J. Reinhardt, W. Greiner. Quantum electrodynamics of strong fields. Reports on Progress in Physics 40(3) (1977) 219.
3. V.S. Popov. Critical charge in quantum electrodynamics. Physics of Atomic Nuclei 64 (2001) 367.
4. O.V. Vitiuk et al. Triple high energy nuclear and hadron collisions – a new method to study QCD phase diagram at high baryonic densities. arXiv.org: 2108.02711 [hep-ph].

# AVERAGE SPECTRUM OF THERMAL-NEUTRON CAPTURE GAMMA-RAYS FROM $^{113}\text{Cd}$

V. A. Plujko<sup>1,2</sup>, O. M. Gorbachenko<sup>1</sup>, K. M. Solodovnyk<sup>1</sup>, V. M. Petrenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

<sup>2</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

Studies of neutron capture gamma-rays contribute to our knowledge of gamma-ray transition probabilities, decay schemes, properties of nuclear energy levels, and the number of other aspects of the broad problem of nuclear structure [1]. The cross-sections of gamma-ray production induced by neutron interactions are also required for applications, for example, for the development of the reactor technologies, such as radiation damage of reactor construction elements undergoing neutrons irradiation, shielding calculations of the reactors, etc. Investigations of nuclear reactions with neutrons of low energies are important for these tasks because cross-sections with gamma-emission of the interaction with neutrons are rather high. It can be noted that gamma-spectrum from thermal neutrons is also needed for accurate estimation of gamma spectrum for the fast neutrons in indoor experiments due to the possibility of re-scattering fast neutrons on the experimental facilities and surroundings down to the thermal energies [2].

In this contribution the estimation of the average gamma-ray spectrum from thermal neutron capture by  $^{113}\text{Cd}$  was performed, in particular, the high-energy part of the gamma-ray spectrum was reconstructed using the experimental gamma-intensities given by Mheemeed et al. [3] and Belgya et al. [4]. We find a proportional factor between average gamma-ray spectrum and experimental gamma-ray intensities by comparison of total theoretical gamma-ray spectra with the experimental analog of total gamma spectra in the gamma-ray energy range where the behavior of the experimental spectrum is a smooth one. The theoretical spectra were calculated by EMPIRE and TALYS codes [5, 6]. Two variants for estimation of the average gamma-ray spectrum with normalization of the experimental data were considered, namely, I) mean normalized spectrum for all gamma-energies is found by averaging frequency polygon for experimental data ( $d\bar{\sigma}_p/dE_\gamma$ ), and II) a combination of theoretical values at low gamma-ray energies and averaged experimental data in high-energy range ( $d\sigma_C^{(\alpha,\varepsilon)}/dE_\gamma$ ) with  $E_\gamma > 6.5$  MeV. The results of the calculation of mean normalized spectra  $d\bar{\sigma}_p/dE_\gamma$  based on experimental data from [3,4] and combined spectra  $d\sigma_C^{(\alpha,\varepsilon)}/dE_\gamma$  are compared in Fig. 1. In our opinion, the combined spectra  $d\sigma_C^{(\alpha,\varepsilon)}/dE_\gamma$  can be recommended for use for applications because they correlate more closely with the corresponding theoretical spectra for which thermal capture cross-section should be in close agreement with the experimental value.

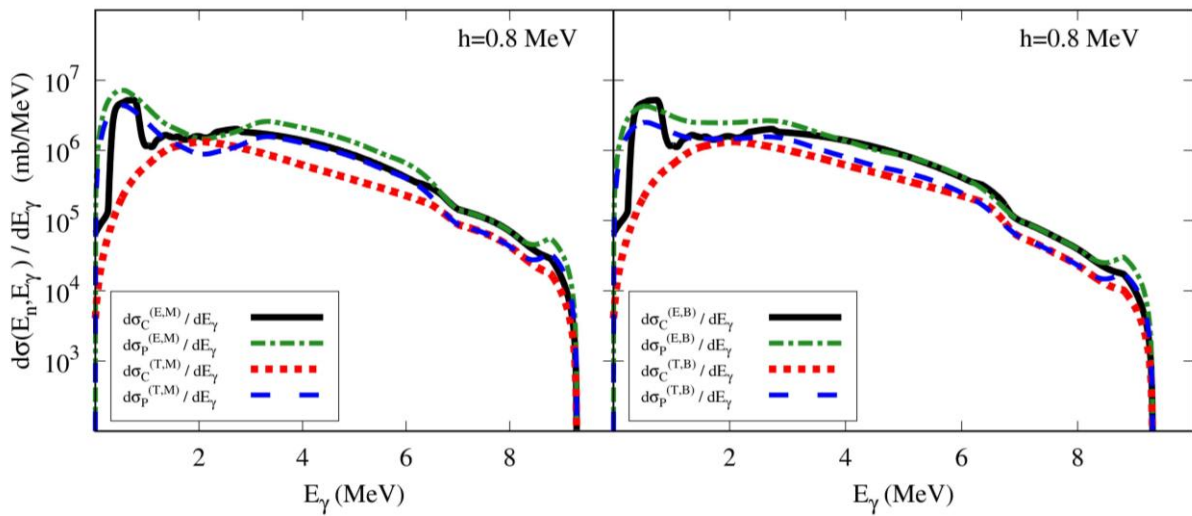


Fig. 1. Comparison of combined spectra  $d\sigma_C^{(\alpha,\varepsilon)}/dE_\gamma$  with mean normalized spectra  $d\bar{\sigma}_p^{(\alpha,\varepsilon)}/dE_\gamma$  for different experimental data (denotation  $\alpha = E, T$  is used for calculations within EMPIRE and TALYS codes). The *left panel* shows evaluations based on the experimental data by Mheemeed et al. [3] ( $\varepsilon = M$ ), the *right panel* – evaluations using data by Belgya et al. [4] ( $\varepsilon = B$ ). The symbol  $h$  denotes averaging interval.

With these results, we investigate the effect of present thermal neutrons in the experiments with fast neutrons for indoor measurements due to fast neutron re-scattering on the experimental facilities and surroundings down to thermal energies. For the first time, this effect was considered for gamma-ray spectrum in reaction  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$  in [2]. Here we re-analyze this impact on the gamma-ray spectrum using our results based on more recent experimental data on gamma-ray intensities by Belgya et al. [4] (the *right panel* of Fig. 1). Fig. 2 shows the results of the calculations.

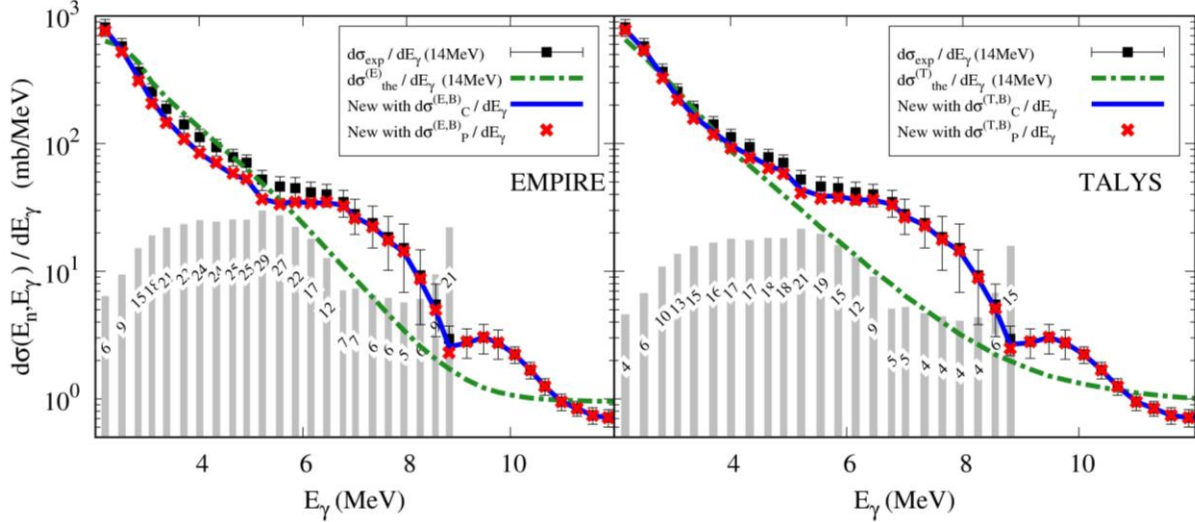


Fig. 2. Comparison of different gamma-ray spectra in reaction  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$ :  $d\sigma_{\text{exp}} / dE_{\gamma}$  is the spectrum measured by time-of-flight method in the experiment with fast neutrons (14 MeV) on cadmium [2];  $d\sigma_{\text{the}} / dE_{\gamma}$  - theoretical gamma-spectra for fast neutrons within the codes EMPIRE (*left panel*) and TALYS (*right panel*);  $d\sigma_C^{(\alpha, B)} / dE_{\gamma}$  and  $d\sigma_P^{(\alpha, B)} / dE_{\gamma}$  are the new estimation of gamma-spectra with the extraction of contribution from the thermal neutrons using combined spectrum and mean normalized spectrum respectively. Rectangle columns are the differences in percent between measured gamma-spectrum induced by fast neutron  $d\sigma_{\text{exp}} / dE_{\gamma}$  and the new estimation of gamma-spectrum with the extraction of contribution from the thermal neutrons using combined spectra  $d\sigma_C^{(\alpha, B)} / dE_{\gamma}$ . The averaging interval  $h=0.8$  MeV was taken.

It can be seen from Fig. 2 that after extraction of the contribution of the gamma-spectra induced by the thermal neutrons, re-calculated gamma-spectra for fast neutrons are smaller than measured in indoor experiments  $d\sigma_{\text{exp}} / dE_{\gamma}$  and in the energy range  $\sim 3.5 \div 6.5$  MeV, the differences between these spectra can be about  $\sim 30\%$ . Re-evaluated gamma-ray spectrum agrees as a wholesome better with theoretical calculations than estimated previous one [2] and estimation of fast neutron capture gamma-ray spectrum does not depend significantly on the type of thermal neutron capture gamma-ray spectrum. As a whole, the use of combined gamma-ray spectra for the estimation of thermal neutron spectrum allows improving the determination of systematic uncertainty of fast neutron gamma-ray spectrum in indoor experiments. The local enhancement of spectrum in the energy interval  $5.5 \div 10$  MeV is not fully suppressed. It seems that the main reasons for two wide local peaks of gamma-ray spectra near neutron separation energy can result from the collective enhancement of nuclear level density [7] and the presence of pygmy-resonance [8, 9].

1. G.A. Bartholomew. Ann. Rev. Nucl. Sci. 11 (1961) 259.
2. B.M. Bondar et al. Nucl. Phys. A 1010 (2021) 122192.
3. A. Mheemed et al. Nucl. Phys. A 412 (1984) 113.
4. T. Belgya et al. EPJ Web Of Conf. 146 (2017) 05009.
5. M. Herman et al. Nucl. Data Sheets 108 (2007) 2655.
6. A.J. Koning et al. TALYS 1.0. In: Proc. of the ND2007, p. 211.
7. R. Capote et al. Nucl. Data Sheets 110 (2009) 3107.
8. M. Igashira et al. Nucl. Phys. A 457 (1986) 301.
9. V. Plujko et al. EPJ Web Conf. 146 (2017) 05014.

# ОПИС ФОТОННИХ СИЛОВИХ ФУНКЦІЙ ПРИ ЗБУДЖЕННІ ДВОХ РЕЗОНАНСНИХ СТАНІВ

**В. А. Плюйко<sup>1,2</sup>, О. М. Горбаченко<sup>1</sup>, В. М. Петренко<sup>1</sup>, К. М. Солодовник<sup>1</sup>**

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

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

Розглянуто аналітичні вирази для фотонної силової функції (ФСФ) електричних дипольних гамма-переходів у областях гігантського дипольного резонансу (ГДР) та пігмі дипольного резонансу (ПДР). Використовуються глобальні напівфеноменологічні моделі: Стандартний Лоренціан (SLO), Спрощений Модифікований Лоренціан (SMLO) [1 - 5] та модель двох зв'язаних резонансних станів (TSE) [6] з різними залежностями від енергії ширин функції відгуку  $\chi(E_\gamma)$  на електричне поле. У роботі досліджується та тестується нове розширення аналітичного підходу TSE [6]. В такому підході ФСФ  $f_{E1} = -\text{Im}\chi(E_\gamma) \cdot 8,674 \cdot 10^{-8} / \pi$  пропорційна уявній частині функції відгуку на дипольне електричне поле з частотою  $\omega = E_\gamma / \hbar$ , яка має вигляд:  $\chi(E_\gamma) = P(E_\gamma; \text{ГДР}, \text{ПДР}) + P(E_\gamma; \text{ПДР}, \text{ГДР})$ , де:

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

Тут  $E_m$  і  $z_m$  - енергія та внесок колективного стану типу  $m = k, l \rightarrow \text{ПДР}, \text{ГДР}$ ;  $\Gamma_m$  - ширина відгуку стану  $m$ ;  $\gamma$  - параметр зв'язку між двома станами. Вираз TSE з нульовим значенням сили зв'язку станів ( $\gamma = 0$ ) відповідає відгуку незалежних мод ПДР та ГДР і складається з двох незалежних компонентів.

Для моделі TSE були протестовані такі залежності від енергії  $E_\gamma$  ширин  $\Gamma_m$ : лінійна  $\Gamma_m(E_\gamma) = \Gamma_{m,S} \cdot E_\gamma / E_m$  (модель SMLO), квадратична  $\Gamma_m(E_\gamma) = \Gamma_{m,E} \cdot E_\gamma^2 / E_m^2$  (аналог виразу Ландау для ширини в моделі Фермі рідини за рахунок зіткнень, модель EGLO) та  $\Gamma(E_\gamma) = \Gamma_{m,c} = \text{const}$  (модель SLO).

На рис. 1 порівнюються теоретичні розрахунки перерізів фотопоглинання з експериментальними даними для ізоотопів олова  $^{130,132}\text{Sn}$ . Параметри  $E_m$ ,  $\Gamma_{m,\alpha}$ ,  $z_m$ ,  $\gamma$  визначались з підгонки експериментальних даних з використанням критерію мінімуму найменших квадратів ( $\chi^2$ ).

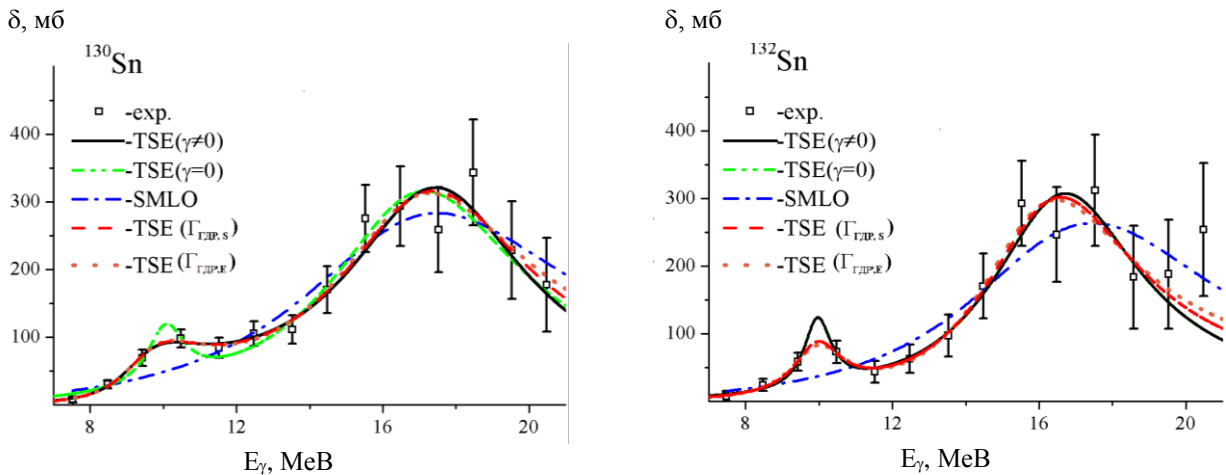


Рис. 1. Залежність перерізів фотопоглинання від енергії гамма-квантів для ізоотопів  $^{130,132}\text{Sn}$ . Експериментальні дані взяті з [7]. Значення характеристик станів для ядра  $^{130}\text{Sn}$  представлено в таблиці.

З рис. 1 видно, що врахування зв'язку між низько- та високоенергетичними модами в моделі TSE призводить до кращого опису експериментальних даних порівняно з моделлю TSE без зв'язку, особливо при енергіях нижче порогу вильоту нейтронів. Також продемонстровано, що мінімальним значенням  $\chi^2$  відповідає опис із сталою шириною відгуку ПДР та енергетично-залежною шириною відгуку ГДР.

Параметри ГДР та ПДР, отримані для ядра  $^{130}\text{Sn}$  з підгонки за моделлю TSE

Ядро	Модель	$E_{\text{ГДР}}$ , MeB	$\Gamma_{\text{ГДР},\alpha}$ , MeB	$E_{\text{ПДР}}$ , MeB	$\Gamma_{\text{ПДР},\sigma}$ , MeB	$\gamma$ , MeB	$\chi^2$
$^{130}\text{Sn}$	$\gamma = 0$	17,2(5)	6,5(16)	10,1(2)	1,3(12)	0	1,02
	$\gamma \neq 0$	17,9(6)	3,4(22)	9,4(4)	0,0(10)	2,6(14)	0,55
	$\gamma \neq 0, \Gamma_{\text{m.s.}}(E_\gamma)$	18,0(5)	4,5(29)	9,5(4)	0,4(11)	2,2(15)	0,48
	$\gamma \neq 0, \Gamma_{\text{m.E.}}(E_\gamma)$	18,2(7)	5,8(41)	9,6(4)	0,6(11)	2,0(14)	0,44

Вплив параметру  $\gamma$  на перерізи фотопоглинання представлено на рис. 2. Врахування зв'язку  $\gamma$  призводить до зв'язку станів і при його збільшенні піки розмиваються.

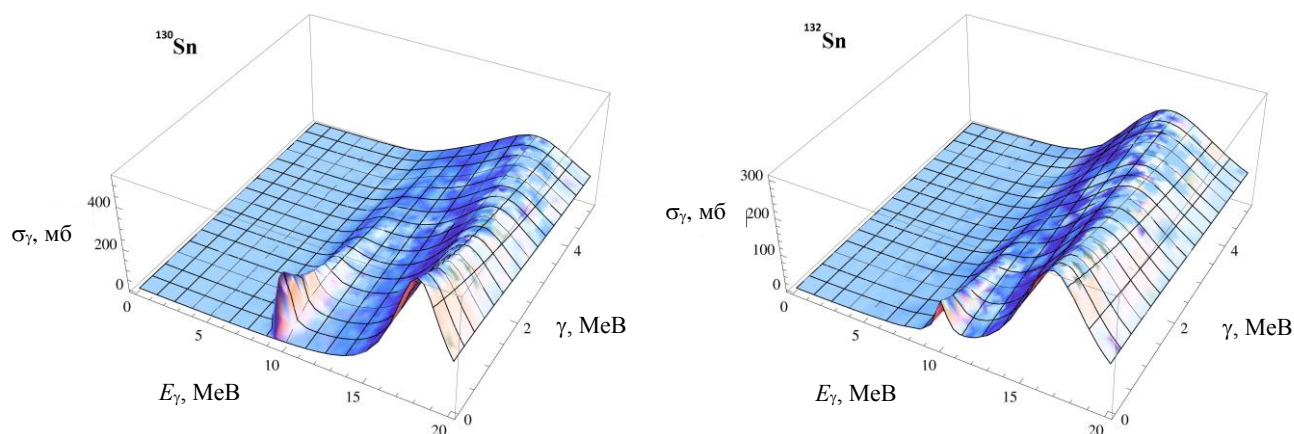


Рис. 2. Залежність розрахованого перерізу фотопоглинання від енергії  $E_\gamma$  та параметру зв'язку  $\gamma$  між двома збудженими коливальними модами для ізоотопів  $^{130,132}\text{Sn}$ .

Використання моделі TSE дає змогу більш точно визначити характеристики колективних станів ГДР та ПДР і дає змогу дослідити зв'язок між ними. Запропонована модифікація методу TSE є простим практичним підходом для опису та передбачення ФСФ із збудженням низько-енергетичного та високоенергетичного станів.

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. T. Kawano et al. Nucl. Data Sheets 163 (2020) 109.
6. V. Plujko et al. EPJ Web of Conf. 146 (2017) 05014.
7. P. Adrich et al. Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 132501.

# ENTROPY OF NUCLEAR CHAOTIC SYSTEMS WITHIN THE RANDOM MATRIX MODEL

**S. V. Radionov**

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

Atomic nuclei at high excitation energies are examples of quantum many-body systems that are far from equilibrium. Fission of excited nuclei or heavy-ion reactions is usually investigated through the introduction of the nuclear temperature.

In the present work, I introduce the concept of entropy for an isolated nuclear quantum system whose Hamilton operator  $\hat{H}[q]$  parametrically depends on a classical deformation parameter  $q(t)$ . The complex nuclear dynamics at high excitation is described in terms of a density matrix operator  $\hat{\rho}(t)$  subject to the Liouville equation:

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = [\hat{H}, \hat{\rho}]. \quad (1)$$

I propose the following definition of the entropy of the nuclear system

$$S(t) = -k_b \sum_n \rho_{nn}(t) \ln \rho_{nn}(t), \quad (2)$$

where  $k_b$  - Boltzmann constant and  $\rho_{nn}$  are diagonal elements of the density matrix operator (1) based on instantaneous eigen-energies  $E_n(q)$  and eigen-functions  $\Psi_n(q)$  of the nuclear Hamilton operator,

$$\rho_{nn}(t) = \langle \Psi_n | \hat{\rho}(t) | \Psi_n \rangle, \hat{H}[q] \Psi_n = E_n \Psi_n. \quad (3)$$

The expression (2) for the nuclear entropy  $S$  is essentially an increasing function of time. One can also define the internal energy of the nuclear system as

$$E^*(t) = \sum_n E_n(q) \rho_{nn}(t). \quad (4)$$

At high excitations, the nuclear many-body dynamics (1) may be viewed as a quantum-mechanical diffusion of energy in space of occupancies  $\rho_{nn}(E_n, t)$  of the many-body states  $n$ . By applying the random matrix model to the dynamics (1) I derived the diffusion equation for the ensemble-averaged occupancies  $\bar{\rho}(E, t)$ ,

$$\Omega(E) \frac{\partial \bar{\rho}(E, t)}{\partial t} = \alpha \cdot \dot{q}^2 \cdot \frac{\partial}{\partial E} \left[ \Omega(E) \frac{\partial \bar{\rho}(E, t)}{\partial E} \right], \quad (5)$$

where  $\Omega(E)$  - average many-body level density and a coefficient  $\alpha$  are defined by the energy distribution of the matrix elements  $\langle \Psi_n | \partial \hat{H} / \partial q | \Psi_m \rangle$ . The process (5) corresponds to the Gaussian diffusive process for which I found the exact solution and for which there are other possible definitions of entropy. This enables us to establish the thermodynamical relation between the internal energy (heat)  $E^*(t)$  (4) and entropy  $S(t)$  (2):

$$E^* = E^*(S). \quad (6)$$

One can also define the temperature  $T$  of the nucleus as  $T = \partial E^* / \partial S$ .

1. V.M. Kolomietz, S.V. Radionov. J. Math. Phys. 51(6) (2010) 062105.
2. Р.Л. Стратонович. *Теория информации* (Москва: Сов. Радио, 1975) 424 с.

# TAKING INTO ACCOUNT THE EFFECTS OF PARTICLE SCATTERING IN THE EQUATIONS OF STATE OF QUANTUM GASES WITH REALISTIC INTERACTIONS

**O. V. Khasai<sup>1</sup>, K. A. Bugaev<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> Taras Shevchenko National University of Kyiv, Ukraine

<sup>2</sup> Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

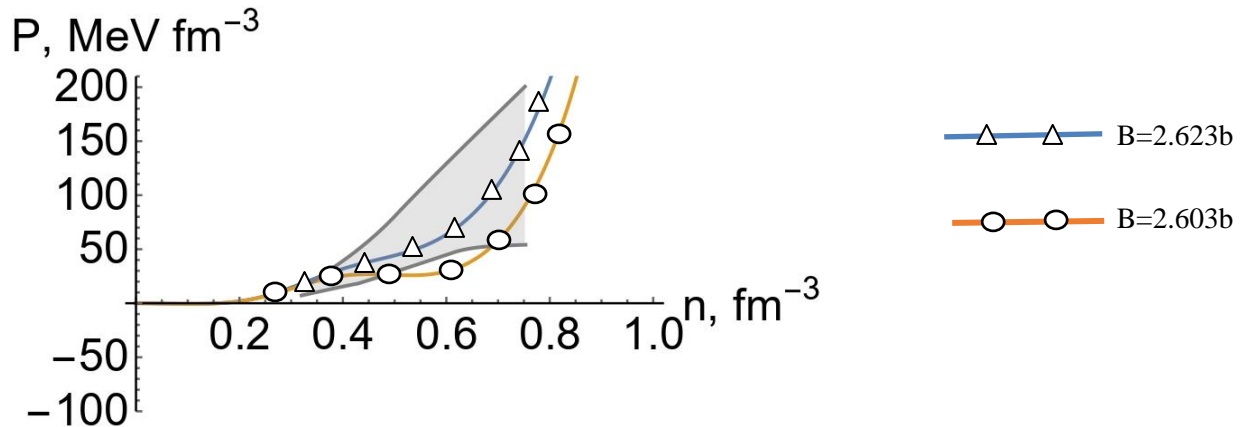
A few realistic equations of the state of nuclear matter have been developed to simultaneously account for the finite size of nucleons and for the effects of quantum scattering of nucleons on the hard-core potential generated by the other nucleons. Taking into account the finite size of nucleons via the hard-core repulsion is vitally necessary to reproduce the proton flow constraint at high baryonic charge densities [1]. This feature allows one to overcome the traditional difficulties [1] of the popular mean-field models of nuclear matter.

In this work, the quantum scattering effects have been included in the equation of the state of nuclear matter for the first time. Our approach takes into account the second virial coefficient for the quantum scattering of nucleons on the hard-core potential suggested in Ref. [2]. Since such a quantum repulsion was never applied to the investigation of the nuclear matter equation of state, here we study its influence on the nuclear matter equation of state. The latter has been formulated for both the attractive and the repulsive interaction which simultaneously accounts for the classical, quantum statistical, and quantum scattering second virial coefficients of nucleons in the thermodynamically self-consistent way. The suggested equation of state obeys all the thermodynamics identities by construction. The correct balance of the attractive and repulsive interaction of nucleons is very important for high values of baryonic charge densities as shown in [3]. Such a framework has been extended and the proton flow constraint has been taken into account.

At the moment the four different versions of the model which differ by the parameterization of the mean-field repulsive interaction have been worked out. All these formulations are normalized on the four main properties of normal nuclear matter (4 conditions) and on the flow constraint data (8 data points). These twelve conditions have been reasonably reproduced by a much lesser number of phenomenological parameters, which is highly nontrivial. Especially, for the model with the mean-field potential of the form

$$U(n) = \frac{C_V^2 n}{(1 + B^4 n^4)} - C_D^2 n^x, \text{ which allows almost flawlessly satisfy all flow constraint conditions (Figure).}$$

Compared to the vast majority of mean-field equations of state, not being able to reproduce the flow constraint even having 15 or 20 adjustable parameters, one can conclude with high confidence, that the success of the presented equation of state is not accidental or caused by overfitting and it evidences for the correct physics behind this approach.



The graph shows dependence pressure P versus particle density n of nucleon-antinucleon gas in the presented model for different values of parameter B.

The parameters of the critical endpoint of the first order liquid-gas nuclear phase transition have been found for these models, many of which are very close to the ones obtained within the Induced Surface Tension equation of state developed recently in Ref. [1]. The small values of isothermal compressibility  $Z_C$  taken at the critical endpoint, clearly show, that the present model does not belong to the universality class of the mean-field equations of state to which the classical and quantum Van der Waals ones do belong.



Also, it has been shown, that for some set of parameters the present equation of state can, in addition to the liquid-gas nuclear phase transition, describe another first-order phase transition, which can be interpreted as the liquid-solid nuclear phase transition (see the curved isotherms in Figure) which also may be important for the nuclear astrophysics and neutron stars. The work on this subject is still in progress.

*Acknowledgments.* K.A. Bugaev acknowledges the partial support of the National Academy of Sciences of Ukraine under Project No. 0117U000240.

1. A.I. Ivanytskyi et al. Influence of flow constraints on the properties of the critical endpoint of symmetric nuclear matter. *Phys. Rev. C* 97(6) (2018) 064905.
2. S. Typel. Variations on the excluded-volume mechanism. *Eur. Phys. J. A* 52 (2016) 16.
3. M.I. Gorenstein et al. A self-consistent equation of state for nuclear matter. *J. Phys. G* 19 (1993) 69.

УТВОРЕННЯ ІЗОМЕРНИХ ПАР У РЕАКЦІЇ ( $\gamma$ , 3n)  
НА ЗРАЗКАХ РОДІЮ, ІНДІЮ ТА СРІБЛА

О. А. Безшийко<sup>1</sup>, О. М. Водін<sup>2</sup>, Л. О. Голінка-Безшийко<sup>1</sup>, І. М. Каденко<sup>1</sup>,  
А. В. Котенко<sup>1</sup>, К. О. Крячок<sup>1</sup>, В. А. Кушнір<sup>2</sup>, Т. В. Повар<sup>1</sup>,  
В. В. Митроченко<sup>2</sup>, С. М. Олійник<sup>2</sup>, С. А. Пережогін<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> НДК «Прискорювач» ННЦ ХФТІ, Харків, Україна

Отримання нових експериментальних даних із взаємодії гамма-квантів з ядрами в діапазоні енергій (30÷100) МеВ дає можливість перевірки теоретичних та модельних підходів при дослідженні фотоядерних реакцій в області енергій вище гігантського дипольного резонансу та більш глибокого розуміння процесів взаємодії гамма-квантів з ядрами в цьому діапазоні енергій. Незначна кількість експериментальних даних з ізомерних відношень продуктів фотоядерних реакцій значно ускладнює систематизацію та масштабний аналіз залежності ізомерних відношень від різних характеристик ядер і ядерних реакцій.

Було проведено дослідження процесів збудження ізомерних станів дочірніх ядер, отриманих в результаті реакцій  $^{103}\text{Rh}(\gamma, 3n)^{100\text{m.g}}\text{Rh}$ ,  $^{107}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{104\text{m.g}}\text{Ag}$ ,  $^{113}\text{In}(\gamma, 3n)^{110\text{m.g}}\text{In}$ . Опромінення досліджуваних зразків проводилося на виведеному пучку лінійного прискорювача електронів ЛУ-40 НК «Прискорювач» ННЦ ХФТІ в діапазоні енергій електронів  $E_e = 43 \div 65$  МеВ. Вимірювання енергії прискорених електронів здійснювалося шляхом вимірювання амплітуди та фази СВЧ-сигналу, що подається в 1-шу та 2-гу секцію прискорювача з кроком 2 - 3 МеВ та невизначеністю  $\Delta E_e = 200$  кеВ. На виході прискорювача електронів в якості гальмівної мішені було встановлено танталовий конвертер товщиною 1,05 мм, за яким знаходився алюмінієвий поглинач електронів з розмірами  $\varnothing 90 \times 100$  мм. Відстань від гальмівної мішені до алюмінієвого поглинача становила 20 мм, до опромінюваного зразка – 200 мм.

Для опромінення використовувались зразки металічного срібла, індію та родію природного ізотопного складу. Після сеансу опромінення зразок з використанням пневмотранспортної системи розміщувався в окреме приміщення, де проводились вимірювання апаратурних гамма-спектрів наведеної активності продуктів фотоядерних реакцій. Час переміщення зразків становив не більше 8 с.

Для експериментального визначення ізомерного відношення виходів застосовувалась методика визначення наведеної активності зразків. Для цього використовувався спектрометр на базі напівпровідникового HPGe-детектору з відносною ефективністю 20 % та енергетичною роздільною здатністю 1,9 кеВ для лінії 1332 кеВ  $^{60}\text{Co}$ . Калібрування за ефективністю детектора було виконано на всіх відстанях «зразок - детектор», для яких проводився набір апаратурних гамма-спектрів опромінених зразків. Для цього використовувалися джерела з набору ОСГІ. Відхилення калібрувальних значень ефективностей від лінійної залежності «ефективність реєстрації гамма-випромінювання – енергія гамма-квантів» у подвійному логарифмічному масштабі не перевищувало 2 %.

Витримка зразків від моменту кінця опромінення до початку набору апаратурного спектра становила від 20 с. до кількох годин. Через різні часові проміжки проводився набір серії послідовних  $\gamma$ -спектрів. Часові інтервали вимірювань вибиралися з урахуванням схем розпаду відповідної ізомерної пари на підставі даних з ENSDF [1]. Набір гамма-спектрів проводився на різних відстанях зразок-детектор з метою оптимізації часу вимірювань, похибки отриманих даних та вхідного завантаження спектрометра. Приклад апаратурного гамма-спектра та значення енергій гамма-квантів, яким відповідають піки в апаратурному гамма-спектрі, що використовувалися для визначення ізомерного відношення, наведено на рис. 1.

У рамках цієї роботи проведено вимірювання ізомерних відношень для ядер  $^{100\text{m.g}}\text{Rh}$ ,  $^{110\text{m.g}}\text{In}$  та  $^{104\text{m.g}}\text{Ag}$  що є продуктами фотоядерної реакції ( $\gamma$ , 3n) на  $^{103\text{m.g}}\text{Rh}$ ,  $^{113\text{m.g}}\text{In}$  та  $^{107\text{m.g}}\text{Ag}$  відповідно. У роботі ізомерне відношення виходів розраховувалося, як відношення заселення рівня з вищим спіном до заселення рівня з нижчим спіном. Експериментальні визначені ізомерні відношення виходів для  $^{104\text{m.g}}\text{Ag}$ , що утворюється в результаті реакції  $^{107}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{104\text{m.g}}\text{Ag}$  становить  $1,45 \pm 0,08$  при енергії опромінення 43,4 МеВ, для  $^{110\text{m.g}}\text{In}$ , що утворюється в результаті реакції  $^{113}\text{In}(\gamma, 3n)^{110\text{m.g}}\text{In}$  становить  $0,54 \pm 0,04$  при енергії опромінення 43,2 МеВ.

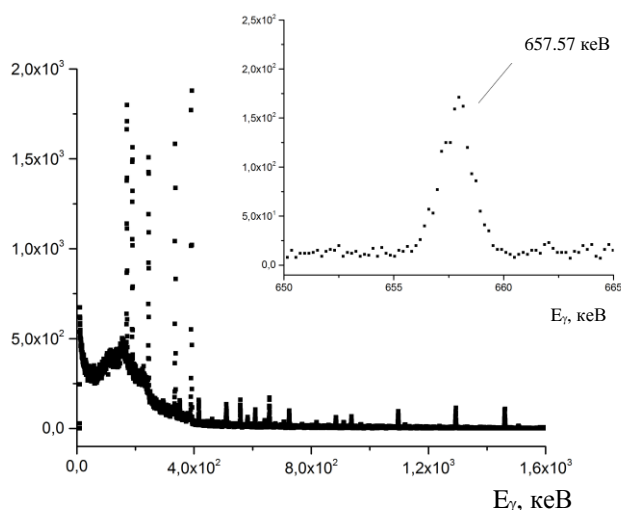


Рис. 1. Апаратурний гамма-спектр продуктів активації зразку індію.

Також було проведено порівняння експериментально виміряних значень ізомерних відношень з теоретично розрахованими величинами, отриманими з використанням коду TALYS [2]. Теоретичні розрахунки ізомерних відношень проводилися з урахуванням як статистичних механізмів перебігу фотоядерних реакцій, так і передрівноважних процесів. Приклад порівняння отриманого ізомерного відношення для продуктів реакції  $^{113}\text{In}(\gamma, 3n)^{110\text{m.g}}\text{In}$  з експериментальними даними для цієї реакції, взятими з бази даних EXFOR [3], та результатами розрахунків, які виконано з використанням коду TALYS наведено на рис. 2.

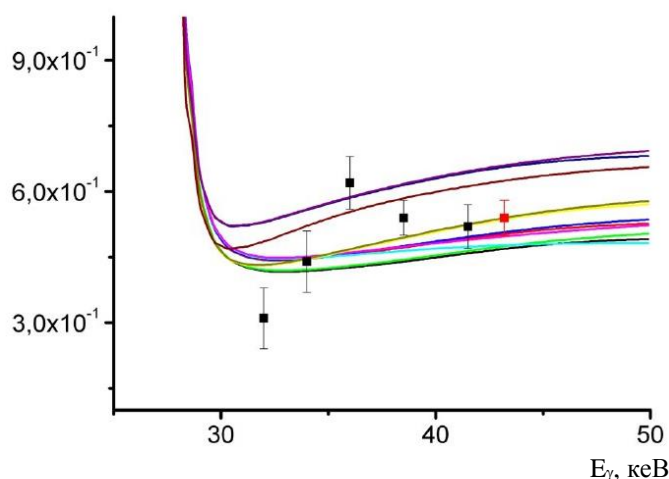


Рис. 2. Ізомерного відношення для продуктів реакції  $^{113}\text{In}(\gamma, 3n)^{110\text{m.g}}\text{In}$  з експериментальними даними для цієї реакції, взятими з бази даних EXFOR [3], та результатами розрахунків, що виконано з використанням коду TALYS Червоний квадрат – дані, отримані автором, чорні – дані, взяті з [1], кольорові лінії – розрахунки для 6 моделей з використанням коду TALYS.

Дане наукове дослідження Київського національного університету та ЛАЛ проводилася в рамках роботи міжнародної асоційованої лабораторії LIA IDEATE.

1. Evaluated Nuclear Structure Data File (ENSDF). <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>
2. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. TALYS: Comprehensive Nuclear Reaction Modeling. AIP Conf. Proc. 769(1) (2005) 1154.
3. Experimental Nuclear Reaction Data. <https://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor.htm>

## ДЕТЕКТОРНА СИСТЕМА ЕКСПЕРИМЕНТУ LUXE

**М. С. Борисова**  
(від імені колаборації LUXE)

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Експеримент LUXE – це новий експеримент, запропонований у DESY та EuXFEL у Гамбурзі [1, 2]. За допомогою зіткнень електронного пучка XFEL та променя потужного лазера, LUXE вивчатиме непертурбативні та нелінійні явища КЕД у режимі сильного поля. Два безрозмірні параметри характеризують такі взаємодії. По-перше, це інтенсивність лазерного поля,  $\xi = eE_L/\omega_L m_e$ , де  $E_L$  і  $\omega_L$  – електричне поле лазера і його частота, відповідно, а  $e$  і  $m_e$  – заряд і маса електрона. Область  $\xi \ll 1$  відповідає пертурбативному режиму. Інший ключовий параметр – квантовий параметр нелінійності  $\chi$ , який для електронно-лазерних взаємодій відповідає відношенню лазерного поля до критичного поля в системі спокою електрона  $\chi = \gamma \epsilon_L/\epsilon_{\text{crit}}$ . LUXE планує досліджувати сильне поле КЕД у недосяжному досі режимі параметрів, як це можна побачити на рис. 1. Унікальною особливістю є поєднання параметрів лазера високої інтенсивності  $\xi$  та енергії електронного променя для досягнення високих значень  $\chi$ . Для початкової фази експерименту буде використовуватися доступний Ti:Sp лазер потужністю 40 ТВт (при поперечному розмірі променя 3 мкм у фокусі), сягаючи інтенсивності  $\sim 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>. У другій фазі експерименту передбачається, що потужніший лазер 350 ТВт досягне інтенсивності, що перевищує  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>. Завдяки наявності лазерів високої інтенсивності, заснованих на методі підсилення ультракоротких лазерних імпульсів до рівня петаватної потужності, ми можемо вивчити найвизначніше явище – утворення електрон-позитронних пар шляхом індукованого полем тунелювання з вакууму, яке також називають утворенням пар Швінгера. Нижче  $1,3 \cdot 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, цей процес експоненціально пригнічується і лише в режимі сильних полів можна спостерігати утворення пар Швінгера, і це буде значним досягненням. Це можливо, використовуючи електронний промінь XFEL, потужний лазер зі складною діагностикою, а також потужну систему детекторів.

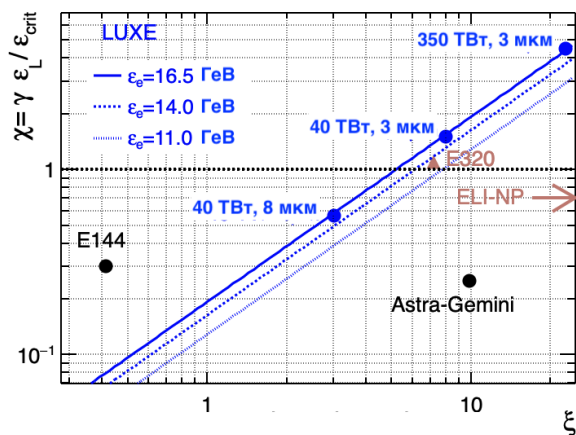


Рис. 1. Квантовий параметр  $\chi$  порівняно з параметром інтенсивності лазера  $\xi$  для вибору експериментів та засобів (E144 [4], E320 [5] та Astra-Gemini [6]). Для LUXE три енергії пучка відображаються як ізолінії, а два розміри плям фокусування лазера виділені для лазера 40 ТВт і один для лазера 350 ТВт. Режим ELI-NP також вказується.

Експериментальна концепція LUXE показана для випадку зіткнення електронів з лазером на рис. 2. У точці взаємодії пучок електронів (BX), що містить  $1,5 \cdot 10^9$  частинок, зіштовхується з лазерним імпульсом з довжиною хвилі 800 нм під кутом  $17,2^\circ$ . LUXE концептуально містить дві детекторні підсистеми: електронно-позитронний спектрометр та систему реєстрації фотонів. Кількість позитронів очікуваних при зіткненнях досить низька, кількість електронів – змінюється залежно від взаємодії електрон-лазер або гамма-лазер. Система реєстрації фотонів – це область дуже високих потоків частинок. У зв'язку з цим для різних областей експериментальної установки обираються різні детекторні технології.

Кількість позитронів на зіткнення, які необхідно виміряти, становить від  $10^2$  до  $10^4$ . Детектор повинен забезпечувати високу ефективність реконструкції позитронів і їхнє добре відділення від фону. Технологія, обрана для детектора LUXE Tracker, базується на піксельному датчику з кремнію ALPIDE, розробленому для оновлення внутрішньої трекової системи експерименту ALICE на LHC [3].

За трекером слідує компактний гетерогенний електромагнітний калориметр (ECal). ECal дозволить незалежно від трекера вимірювати кількість позитронів, їхній енергетичний спектр і допоможе ідентифікувати фонові частинки низької енергії. Він складається з 20 шарів вольфрамових поглинаючих пластин товщиною 3,5 мм ( $1X_0$ ), та сенсорів, розмішених в 1 мм зазорах між поглиначами.

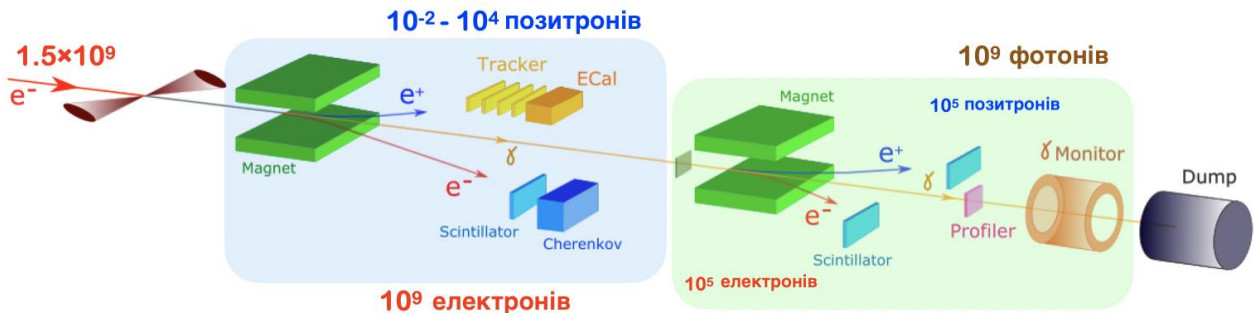


Рис. 2. Схема експерименту LUXE.

У разі електрон-лазерних зіткнень очікуються дуже високі потоки електронів до  $10^9$  частинок, що вимагає високої радіаційної стійкості та широкого динамічного діапазону детекторів. Через високий потік заряджених частинок для їхньої реєстрації використовуватимуться газові черенковські детектори (Cherenkov) та сцинтиляційні екрани (Scintillator).

У системі реєстрації фотонів при очікуваних інтенсивностях лазера утворюватимуться  $\sim 10^7 - 10^{11}$  фотонів при кожному лазерному імпульсі. Безпосередня реєстрація такої кількості фотонів та їхнього спектра не можлива, тому фотони частково перетворюються в електрон/позитронні пари у вольфрамовій мішені (10 мкм), а потім їх розділяють у дипольному магніті та реєструють у двох плечах спектрометра. Очікувана кількість  $e^-/e^+$  пар становить  $\sim 10^5$  і може бути зареєстрована за допомогою сцинтиляторних екранів.

Інші дві технології, що використовуються в системі реєстрації фотонів, – це калориметр із зворотним розсіюванням для вимірювання високого потоку фотонів ( $\gamma$  Monitor) та сапфіровий детектор для вимірювання поперечного профілю пучка (Profiler).

LUXE надасть захоплюючу можливість досліджувати КЕД у новому режимі з використанням європейського XFEL і потужного лазера: спостереження за переходом від пертурбативного до непертурбативного режиму КЕД. Запропоновано різні системи детекторів та досліджено роботу їх у симуляціях в умовах LUXE.

1. H. Abramowicz et al. Letter of Intent for the LUXE Experiment. arXiv:1909.00860 [physics.ins-det].
2. H. Abramowicz et al. Conceptual Design Report for the LUXE Experiment. Eur. Phys. J. Spec. Top. 230 (2021) 2445. arXiv:2102.02032 [hep-ex].
3. M. Mager. Nucl. Instrum. Meth. A 824 (2016) 434.
4. C. Bamber et al. Phys. Rev. D 60 (1999) 092004.
5. S. Meuren, Probing Strong-field QED at FACET-II (SLAC E-320). Talk presented at FACET-II Science Workshop 2019 (2019). [https://conf.slac.stanford.edu/facet-2-2019/sites/facet-2-2019.conf.slac.stanford.edu/files/basic-page-docs/sfqed\\_2019.pdf](https://conf.slac.stanford.edu/facet-2-2019/sites/facet-2-2019.conf.slac.stanford.edu/files/basic-page-docs/sfqed_2019.pdf)
6. K. Poder et al. Phys. Rev. X 8(3) (2018) 031004. arXiv:1709.01861 [physics.plasm-ph].

## РОЗРОБКА МОНІТОРА ІНТЕНСИВНОСТІ ЗІТКНЕНЬ ПРИ РОБОТІ МІКРОМІШЕНІ У ГАЛО ПУЧКА НА ОСНОВІ СЕГМЕНТОВАНИХ ФОЛЬГОВИХ СЕНСОРІВ

**В. М. Добішук<sup>1</sup>, С. Б. Чернишенко<sup>1</sup>, О. О. Кшиванський<sup>1,2</sup>, В. М. Пугач<sup>1</sup>**

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

<sup>2</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Застосування твердотільної мікромішені, поперечні розміри якої (значно) менші, ніж поперечні розміри прискороного пучка заряджених частинок, вимагає в експериментальній практиці забезпечення стабільної світимості та її безпечної роботи [1]. Таких умов можливо досягти завдяки управлінню динамічним положенням мішені у гало пучка колайдера із субмікронною точністю за час порядку 1 мс, контролюючи таким чином інтенсивність ядерних колізій на допустимому рівні. Розглядається конструювання такого монітора за радіаційно стійкою технологією металевих детекторів, розробленої в ІЯД НАН України, як інтегрального елемента системи управління позиціонуванням пропонованого комплексу внутрішньої твердотільної мішені на ВАК в експерименті LHCb [2].

Моніторинг відносної світимості режиму фіксованої мішені включає методи прямого зчитування сигналу (заряду) із мікромішені у вигляді стріпа (провідника або голки тощо), що ґрунтується на вторинній електронній емісії [3], та методи детектування первинних (вторинних) частинок-продуктів реакцій [4]. Високі рівні флюенсу частинок в робочій області навколо іонопроводу зумовлюють вибір технології із надвисокою радіаційною стійкістю детекторів, адже поглинута доза може сягати порядку 0,1 - 1 МГр за час їхньої роботи. Ефективність методики керування мікромішенню у гало пучка під час роботи прискорювача забезпечується методом асиметрій відгуків окремих сенсорів та визнається величиною порогу чутливості, часу інтегрування заряду тощо, що накладають відповідні обмеження для зчитувальної електроніки.

Наше технічне рішення базується на сегментованих позолочених фольгових сенсорах. Така особливість дозволить запобігти можливій деградації відгуку системи протягом тривалого режиму роботи, що є критично важливим для досягнення високої точності відтворюваності відгуку та високої часової стабільності при неспинному удосконаленні та ускладненні методик ядерно-фізичних експериментів на ВАК. Прототипом модульного монітора є модернізована детекторна система RMS-R3, що призначена для моніторингу умов зіткнення пучків ВАК та фону в експерименті LHCb протягом наступного періоду набору даних, Run 3 [5]. У роботі представлено систему RMS-R3, CAD модель (комп'ютерне проєктування) монітора та оцінки відгуку його сенсорів на основі Монте Карло симуляції колізій пучка ВАК із мікромішенню LHCb-MEMS-target (мікроелектронно-механічна система) для умов Run 3.

*Інформація про фінансування:* грантова підтримка Національного фонду досліджень України за проєктом 2020.02/0257 “Режим фіксованої твердотільної мішені в експерименті LHCb (CERN) і пошук екстремальних станів матерії в зіткненнях важких ядер на Великому Адронному Колайдері”.

1. Yu. Vassiliev et al. Multi-target operation at the HERA-B experiment. AIP Conf. Proc. 512 (2000) 359.
2. S. Chernyshenko, V. Pugatch, V. Dobishuk. The superthin fixed target for the LHCb experiment in Run4. Poster presentation. In: Offshell-2021 – The virtual HEP Conf. on Run4@LHC, Geneva, Switzerland, July 6 - 9, 2021.
3. C. Hast et al. Nucl. Instr. Meth. A 354 (1995) 224.
4. V. Pugatch et al. Ukr. J. Phys. 54 (4) (2009) 418.
5. V. Dobishuk et al. LHCb RMS-R3, new radiation hard system for on-line monitoring of beam and background conditions in Run 3. In: Book of Abstracts. The 5th Int. Conf. on Technology and Instrumentation in Particle Physics (TIPP2021), Vancouver, Canada, May 24 - 28, 2021 (Vancouver: TRIUMP, 2021) p. 71.

## ДОСЛІДЖЕННЯ РЕАКЦІЙ НА ШВИДКИХ НЕЙТРОНАХ З ВІЛЬОТОМ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК НА ПРИРОДНОМУ ЛЮТЕЦІЇ

В. О. Желтоножський<sup>1</sup>, А. М. Саврасов<sup>1</sup>, О. М. Горбаченко<sup>2</sup>, І. М. Каденко<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Дослідження реакцій зі швидкими нейтронами протягом усього часу було сконцентровано, переважно, на (n, 2n)-реакціях. Даних щодо реакцій з вильотом заряджених частинок значно менше. У той же час подібні експерименти слід проводити, оскільки вивчення перерізів (n, p)- та (n,  $\alpha$ )-реакцій дає змогу отримати інформацію як про структуру збуджених рівнів у неперервній та дискретній областях збудження, так і про механізми перебігу ядерних реакцій. При цьому очікується на значний внесок прямих та напівпрямих механізмів. Виходячи з вищевикладеного метою нашої роботи є дослідження перерізів напрацювання ядер  $^{175}\text{Yb}$  та  $^{172,173}\text{Tm}$  у реакціях з вильотом протонів та альфа-частинок, відповідно, при опроміненні мішеней з природного лютецію нейтронами з величиною енергії  $14,6 \pm 0,3$  MeV.

Дослідження перерізів проводилось активаційним методом на нейтронному генераторі НГ-300 кафедри ядерної фізики Київського національного університету імені Тараса Шевченка на мішенях природного металічного лютецію. Збиралася збірка, в якій спочатку розміщувалась моніторна мішень з металічного алюмінію товщиною 200 мкм, за яким розташовувалась досліджувана мішень лютецію товщиною 170 мкм. За нею розміщувались дві моніторні мішені: з металічного алюмінію товщиною 200 мкм та металічного ніобію товщиною 100 мкм. Виконувалось декілька серій опромінь та вимірювань у низькофонової спектрометричній лабораторії.

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

У  $\gamma$ -спектрах, обробка яких проводилась з використанням програмного пакета WinSpectrum [1] надійно виділені  $\gamma$ -переходи з розпаду  $^{175}\text{Yb}$ ,  $^{172}\text{Tm}$  та  $^{173}\text{Tm}$  (рис. 1 - 3).

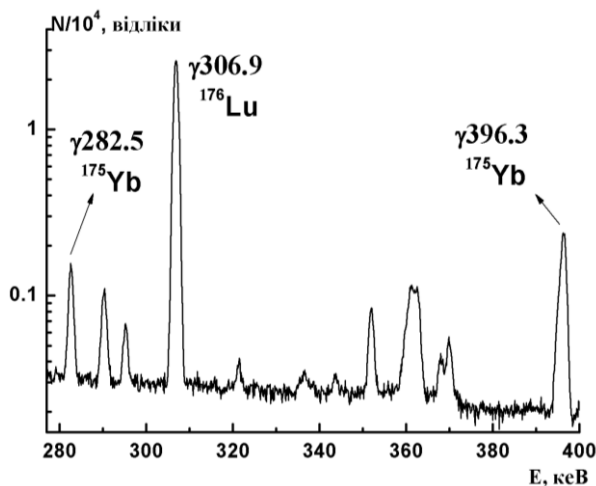


Рис. 1. Фрагмент  $\gamma$ -спектра активованої мішені лютецію в енергетичному діапазоні 270 - 400 кеВ. Спостерігаються як  $\gamma$ -лінії  $^{175}\text{Yb}$ , так і  $^{176}\text{Lu}$  внаслідок суттєвої маси мішені.

Коефіцієнти самопоглинання  $\gamma$ -квантів, що відповідають розпадам досліджуваних нуклідів, розраховувались у рамках програмного коду MCNP [2].

Для визначення потоку нейтронів використовувались реакції на моніторах, для яких дуже добре відомі перерізи для нейтронів з даною величиною енергії. Як моніторні застосовувались реакції  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$  та  $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ , що задовольняють вищезгаданим вимогам. Потоки нейтронів, розраховані на підставі аналізу наведеної активності продуктів обох реакцій, показали збіжність між собою в межах похибки експерименту. З отриманих експериментальних та табличних даних визначено перерізи реакцій  $^{175}\text{Lu}(n, p)^{175}\text{Yb}$ ,  $^{176}\text{Lu}(n, \alpha)^{173}\text{Tm}$  та  $^{175}\text{Lu}(n, \alpha)^{172}\text{Tm}$  при величині енергії нейтронів  $14,6 \pm 0,3$  MeV.

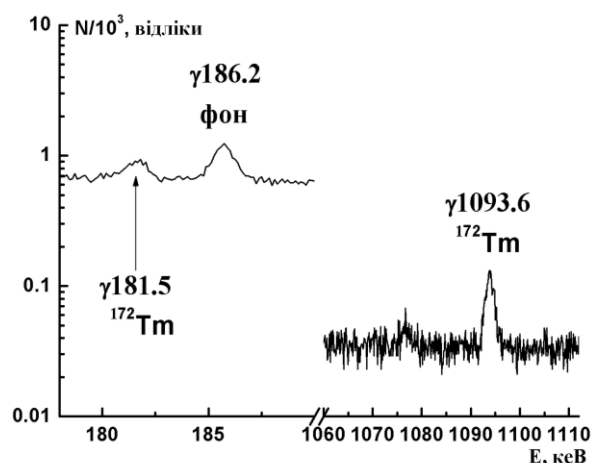


Рис. 2. Фрагмент  $\gamma$ -спектра активованої мішені лютецію в широкому енергетичному діапазоні. Спостерігаються як  $\gamma$ -лінії  $^{172}\text{Tm}$ , так і фонова лінія, яка супроводжує розпад  $^{226}\text{Ra}$ .

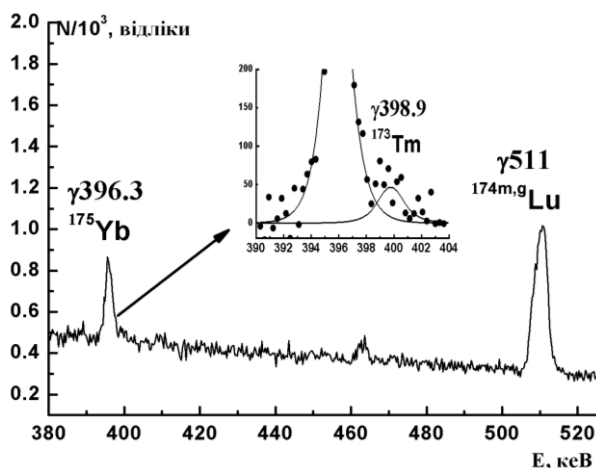


Рис. 3. Фрагмент  $\gamma$ -спектра активованої мішені лютецію в енергетичному діапазоні 380 - 530 кеВ. Спостерігаються як  $\gamma$ -лінії  $^{173}\text{Tm}$ , так і анігіляційна лінія, яка супроводжує розпад  $^{174\text{m.g}}\text{Lu}$ .

Отримані величини перерізів, розраховані із застосуванням стандартних формул активаційного аналізу, становили: для реакції  $^{175}\text{Lu}(n, p)^{175}\text{Yb}$  –  $\sigma = 10,7$  (15) мбн; для реакції  $^{175}\text{Lu}(n, \alpha)^{172}\text{Tm}$  –  $\sigma = 1,30$  (14) мбн та для реакції  $^{176}\text{Lu}(n, \alpha)^{173}\text{Tm}$  –  $\sigma = 0,79$  (15) мбн. Перерізи всіх реакцій є в базі даних EXFOR [3] і тому наші результати можна вважати уточненням їх. Зокрема, дуже важливим такий підхід є для реакції  $^{175}\text{Lu}(n, p)^{175}\text{Yb}$ , оскільки величини перерізів при однаковій енергії нейтронів для цієї реакції відрізнялися у два рази. Переріз реакції  $^{175}\text{Lu}(n, \alpha)^{172}\text{Tm}$  добре збігається з EXFOR даними, а похибки вимірювання перерізу реакції  $^{176}\text{Lu}(n, \alpha)^{173}\text{Tm}$  не дають змогу зробити достовірне порівняння з експериментальними даними інших авторів. Додатковим монітором були реакції  $^{175}\text{Lu}(n, 2n)^{174}\text{Lu}$  та  $^{175}\text{Lu}(n, 2n)^{174\text{m}}\text{Lu}$ , величини перерізів яких гарно збігаються з наявними даними [3, 4].

За результатами моделювання в рамках програмного коду TALYS-1.9 [5] констатується переважно статистичний механізм реакцій  $^{175}\text{Lu}(n, p)^{175}\text{Yb}$  і  $^{176}\text{Lu}(n, \alpha)^{173}\text{Tm}$ . Також можна відзначити домінування статистичного механізму для реакції  $^{175}\text{Lu}(n, \alpha)^{172}\text{Tm}$  при використанні параметрів, що задані в TALYS-1.9 за замовчуванням. Теоретичні перерізи повністю збігаються з експериментальними величинами для реакцій  $^{175}\text{Lu}(n, p)^{175}\text{Yb}$  і  $^{176}\text{Lu}(n, \alpha)^{173}\text{Tm}$  та є в два рази вищими для реакції  $^{175}\text{Lu}(n, \alpha)^{172}\text{Tm}$ .

Проводиться обговорення отриманих даних.

1. N.V. Strilchuk. *The WinSpectrum Manual* (Kyiv, 2000). Not published.
2. J.F. Briesmeister, MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Los Alamos National Laboratory Report LA-12625-M, Version 4B (Los Alamos, Los Alamos National Laboratory, 1997).
3. Experimental Nuclear reaction Data (EXFOR). <https://www-nds.iaea.org/exfor/>
4. N. Dzysiuk et al. Phys. Rev. C 81 (2010) 014610.
5. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn, TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling. AIP Conf. Proc. 769 (2005) 1154.



## ДОСЛІДЖЕННЯ РЕАКЦІЙ З ВИЛЬОТОМ ПРОТОНІВ НА МІШЕНЯХ ПРИРОДНОГО ТА ЗБАГАЧЕНОГО ГАФНІЮ

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

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Вивчення перерізів та виходів заселення високоспінових ізомерних станів у реакціях з вильотом заряджених частинок дає змогу отримати різноманітну інформацію як про структуру збуджених рівнів у неперервній і дискретній областях збудження, так і про механізми протікання ядерних реакцій. Головною перевагою фотоядерних реакцій є те, що характер взаємодії бомбардуючих частинок –  $\gamma$ -квантів з ядром є повністю електромагнітним. Іншою перевагою низькоенергетичних  $\gamma$ -квантів є те, що в ядро вноситься строго визначений кутовий момент і це спрощує тлумачення отриманих результатів. Тому метою нашої роботи є дослідження виходів напрацювання  $^{179m+g}\text{Lu}$  та  $^{178m}\text{Lu}$  в реакціях з гальмівними  $\gamma$ -квантами для величин енергій в області гігантського дипольного резонансу.

Вимірювання середньозважених виходів проводилось активаційним методом на гальмівному пучку  $\gamma$ -квантів для електронів з максимальною енергією 20 МеВ. Використовувались мішені природного металічного гафнію та збагаченого порошкоподібного  $^{180}\text{HfO}_2$ . В якості гальмівної мішені використовувався металічний тантал товщиною 2 мм, за яким розташовувався алюмінієвий поглинач товщиною 3 см. За ним розміщувалась досліджувана мішень з природного металічного чи порошкоподібного збагаченого гафнію та моніторна мішень танталу товщиною близько 90 мкм. Металічна мішень гафнію мала форму паралелепіпеда розмірами  $3 \times 4 \times 2$  мм, а порошкоподібний гафній засипався у поліетиленовий пакетик розмірами  $1 \times 1$  см та товщиною близько 400 мкм. Виконувалось декілька серій опроміненнь та вимірювань в низькофоновій спектрометричній лабораторії.

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

У вивчених спектрах, обробка яких проводилась за допомогою програми WinSpectrum [1], надійно виділені  $\gamma$ -переходи, які супроводжують розпад  $^{179m+g}\text{Lu}$  та  $^{178m}\text{Lu}$  (рис. 1 та 2).

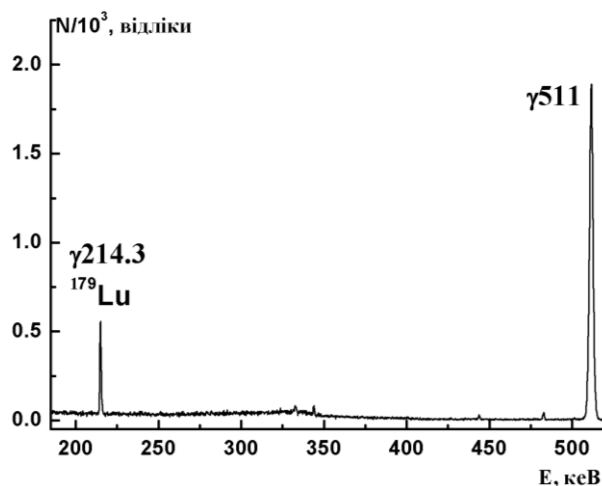


Рис. 1. Фрагмент  $\gamma$ -спектра активованої мішені збагаченого  $^{180}\text{HfO}_2$  в енергетичному діапазоні 180 - 520 кеВ. Вміст  $^{180}\text{Hf}$  становить 94,3 %. Спостерігаються як  $\gamma$ -лінії  $^{179}\text{Lu}$ , так і анігіляційна лінія.

Моделювання гальмівного спектра проводилось в рамках програмного коду Geant4 [2]. Враховувалась реальна геометрія гальмівної та експериментальних мішеней. Даний код враховує поглинання гальмівного пучка в усіх мішенях зі збірки, яка опромінювалася. У той же час при вимірюванні наведеної активності мішеней коефіцієнти самопоглинання  $\gamma$ -квантів, що відповідають розпадам досліджуваних нуклідів розраховувались у рамках програмного коду MCNP [3].

Для визначення потоку гальмівних  $\gamma$ -квантів використовувалась фотоядерна реакція  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180g}\text{Ta}$ , для якої добре відомі перерізи для монохроматичних  $\gamma$ -квантів у необхідному діапазоні величин енергій гальмівних  $\gamma$ -квантів. У  $\gamma$ -спектрах з гарною статистичною точністю спостерігаються піки, що відповідають розпаду  $^{180g}\text{Ta}$ .

Використовуючи експериментальні та теоретичні дані вперше виміряно середньозважені виходи заселення  $^{179m+g}\text{Lu}$  в  $(\gamma, p)$ -реакції на  $^{180}\text{Hf}$ ,  $^{178m}\text{Lu}$  в  $(\gamma, p)$ -реакції на природному гафнії при максимальному значенні енергії гальмівних  $\gamma$ -квантів 20 МеВ.

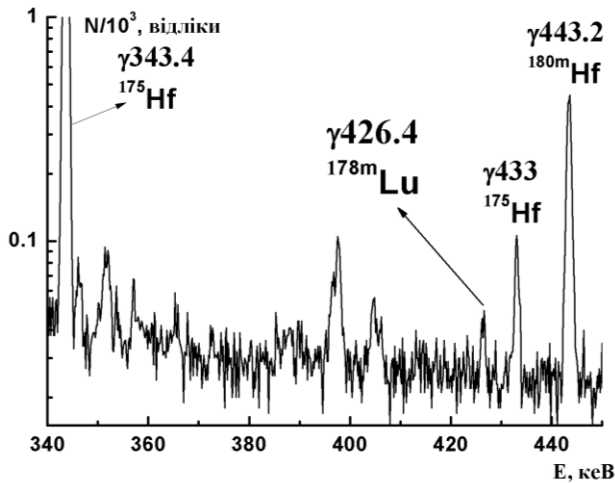


Рис. 2. Фрагмент  $\gamma$ -спектра активованої мішені природного металічного гафнію в енергетичному діапазоні 340 - 450 кеВ. Спостерігаються  $\gamma$ -лінія  $^{178m}\text{Lu}$  (площа піка якого становить 120 відліків) і інших нуклідів.

Отримані такі величини середньозважених виходів, розраховані за допомогою стандартних формул активаційного аналізу без врахування кулонівського бар'єра: для  $^{180}\text{Hf}(\gamma, p)^{179m+g}\text{Lu}$ -реакції:  $\langle Y \rangle = 185(49)$  мкбн, для  $^{179}\text{Hf}(\gamma, p)^{178m}\text{Lu}$ -реакції  $\langle Y \rangle = 12,7(21)$  мкбн. У цих формулах вводилася поправка на енергетичні пороги оскільки пороги досліджуваних реакцій та моніторної реакції  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180g}\text{Ta}$  мають різні величини. Якщо врахувати кулонівський бар'єр за формулою 20 [4] то середньозважені виходи стають рівними: для реакції  $^{180}\text{Hf}(\gamma, p)^{179m+g}\text{Lu}$  -  $\langle Y \rangle = 3,1(8)$  мбн та для реакції  $^{179}\text{Hf}(\gamma, p)^{178m}\text{Lu}$  -  $\langle Y \rangle = 193(32)$  мкбн. Дана формула враховує кінцеві розміри ядра. При цьому при розрахунку поправок до енергетичного порогу відповідної реакції додається її кулонівський бар'єр.

Основний внесок у загальну похибку для реакції  $^{180}\text{Hf}(\gamma, p)^{179m+g}\text{Lu}$  дає похибка квантового виходу  $\gamma$ -лінії з енергією 214,3 кеВ, а у випадку реакції  $^{179}\text{Hf}(\gamma, p)^{178m}\text{Lu}$  низька статистична точність  $\gamma$ -піка з енергією 426,4 кеВ. Для обох реакцій похибка ефективності реєстрації  $\gamma$ -квантів була в межах 5 %, похибка усіх інших величин знаходилась у межах 1 %.

За результатами моделювання в рамках програмного коду TALYS-1.9 [5] констатується домінування нестатистичних процесів. Теоретичні середньозважені виходи виявились значно нижчими експериментальних величин як для моделі густини рівнів, що використовується в коді TALYS-1.9 за умовчанням, так і для інших феноменологічних та мікроскопічних моделей. За умовчанням у цьому коді застосовується модель сталої температури (СТ) та Фермі-газу (FG) (СТ+FG) [6].

Проводиться обговорення отриманих даних.

1. N.V. Strilchuk. *The WinSpectrum Manual* (Kyiv, 2000). Not published.
2. S. Agostinelli et al. GEANT4-a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. 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, Version 4B (Los Alamos, Los Alamos National Laboratory, 1997).
4. R. Bass. *Nucl. Phys. A* 231 (1974) 45.
5. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn, TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling. *AIP Conf. Proc.* 769 (2005) 1154.
6. A. Gilbert, A.G.W. Cameron. *Can. J. Phys.* 43 (1965) 1446.

# ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ З ВІЛЬОТОМ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК НА ПРИРОДНОМУ ВОЛЬФРАМІ

В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов, І. В. Слісенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Дослідження фотоядерних реакцій протягом усього часу було сконцентровано, переважно, на  $(\gamma, n)$ - та  $(\gamma, \gamma')$ -реакціях в області гігантського дипольного резонансу. Реакції з вильотом заряджених частинок залишаються слабо дослідженими, в основному, з причини кулонівського бар'єра. Він знижує імовірність даних реакцій на кілька порядків в області середніх та важких ядер. А подібні експерименти слід проводити, оскільки вивчення перерізів і виходів  $(\gamma, p)$ -реакцій дає змогу отримати інформацію як про структуру збуджених рівнів у неперервній та дискретній областях збудження, так і про механізми протікання ядерних реакцій. При цьому очікується значний внесок прямих та напівпрямих механізмів, який може перевищувати на порядки величини внесків від процесів, що проходять через складене ядро. Виходячи з вищевикладеного, метою нашої роботи є дослідження виходів напрацювання ядер  $^{185,183,182}\text{Ta}$  в реакціях з вильотом протонів при опроміненні мішеней з природного вольфраму гальмівними  $\gamma$ -квантами з величинами енергії в області гігантського дипольного резонансу.

Дослідження середньозважених виходів проводилось активаційним методом на гальмівному  $\gamma$ -пучку для електронів з максимальною енергією 20 МеВ на мішенях природного металічного вольфраму. В якості гальмівної мішені використовувався металічний тантал товщиною 2 мм, за яким розташовувався алюмінієвий поглинач товщиною 3 см. За ним розміщувалась досліджувана мішень з природного вольфраму товщиною близько 60 мкм та моніторна мішень танталу товщиною близько 90 мкм. Виконувалось декілька серій опромінь та вимірювань у низькофонової спектрометричній лабораторії.

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

У  $\gamma$ -спектрах, обробка яких проводилась за допомогою програми Winspectrum [1], надійно виділені  $\gamma$ -переходи з розпаду  $^{185,183,182}\text{Ta}$  (рис. 1).

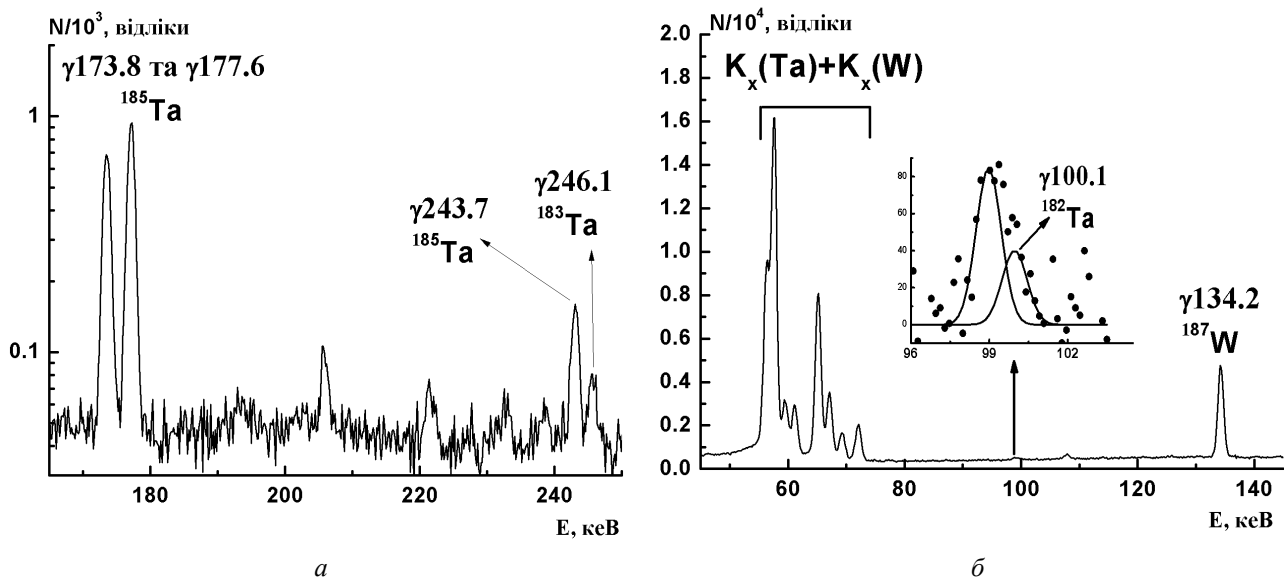


Рис. 1. Фрагменти  $\gamma$ -спектра активованого вольфраму, виміряного протягом 1 год (а) та 2 діб (б).

Моделювання гальмівного спектра проводилось в рамках програмного коду Geant4 [2]. Враховувалась реальна геометрія гальмівної та експериментальних мішеней. Коефіцієнти самопоглинання  $\gamma$ -квантів, що відповідають розпадам досліджуваних нуклідів розраховувались у рамках програмного коду MCNP [3].

Для визначення потоку гальмівних  $\gamma$ -квантів використовувалась фотоядерна реакція на моніторі, для якої добре відомі перерізи для монохроматичних  $\gamma$ -квантів у необхідному діапазоні величин енергії гальмівних  $\gamma$ -квантів. В якості монітора застосовувалась ядерна реакція  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180\text{g}}\text{Ta}$ , що задовольняє вищезгаданим вимогам. У  $\gamma$ -спектрах з гарною статистичною точністю спостерігаються піки, що відповідають розпаду  $^{180\text{g}}\text{Ta}$  (рис. 2). Проте  $\gamma$ -пік з енергією 93,4 кеВ використовувався лише для оцінки потоку гальмівних  $\gamma$ -квантів, оскільки він не відділявся в  $\gamma$ -спектрі від піка з такою ж енергією, який супроводжував розпад  $^{180\text{m}}\text{Hf}$ .

З отриманих експериментальних та табличних даних уперше виміряні середньозважені виходи реакцій  $^{186}\text{W}(\gamma, p)^{185}\text{Ta}$ ,  $^{184}\text{W}(\gamma, p)^{183}\text{Ta}$  та  $^{183}\text{W}(\gamma, p)^{182}\text{Ta}$  на мішенях природного вольфраму при максимальному значенні енергії гальмівних  $\gamma$ -квантів 20 МеВ.

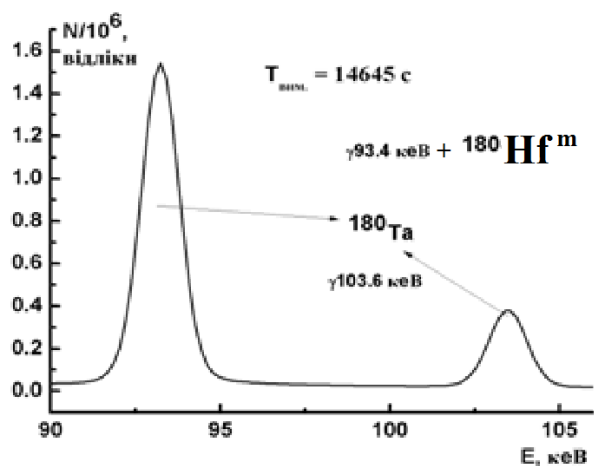


Рис. 2. Фрагмент  $\gamma$ -спектра активованої мішені танталу в енергетичному діапазоні 90 - 106 кеВ. Спостерігаються як  $\gamma$ -лінії  $^{180\text{g}}\text{Ta}$ , так і  $^{180\text{m}}\text{Hf}$  (див. текст).

Отримані такі величини середньозважених виходів, розраховані за допомогою стандартних формул активаційного аналізу без врахування кулонівського бар'єра: для реакції  $^{186}\text{W}(\gamma, p)^{185}\text{Ta} - \langle Y \rangle = 0,70(7)$  мбн, для реакції  $^{184}\text{W}(\gamma, p)^{183}\text{Ta} - \langle Y \rangle = 1,8(3)$  мбн та для реакції  $^{183}\text{W}(\gamma, p)^{182}\text{Ta} - \langle Y \rangle = 3,9(13)$  мбн. У цих формулах вводилася поправка на енергетичні пороги оскільки пороги досліджуваних реакцій та моніторної реакції  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180\text{g}}\text{Ta}$  мають різні величини. Якщо врахувати кулонівський бар'єр за формулою 20 роботи [4], то середньозважені виходи стають рівними: для реакції  $^{186}\text{W}(\gamma, p)^{185}\text{Ta} - \langle Y \rangle = 17,5(18)$  мбн, для реакції  $^{184}\text{W}(\gamma, p)^{183}\text{Ta} - \langle Y \rangle = 32,7(55)$  мбн та для реакції  $^{183}\text{W}(\gamma, p)^{182}\text{Ta} - \langle Y \rangle = 60(20)$  мбн.

За результатами моделювання в рамках програмного коду TALYS-1.9 констатується домінування нестатистичних процесів. УВ цьому коді основний внесок у перерізи заселення вносить статистичний механізм, що базується на теорії Хаузера та Фешбаха. Деякий внесок дає також передрівноважний механізм. Більш детально про даний код описано в роботі [5]. Теоретичні середньозважені виходи виявились значно нижчими експериментальних величин як для моделі густини рівнів, що використовується в коді TALYS-1.9 за умовчанням, так і для інших феноменологічних та мікроскопічних моделей. Проводилась також варіація моделями радіаційних силових функцій що також не призвело до покращення узгодження експериментальних та теоретичних результатів.

Проводиться обговорення отриманих даних.

1. N.V. Strilchuk *The WinSpectrum Manual* (Kyiv, 2000). Not published.
2. S. Agostinelli et al. GEANT4-a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. 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, Version 4B (Los Alamos, Los Alamos National Laboratory, 1997).
4. R. Bass. *Nucl. Phys. A* 231 (1974) 45.
5. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn, TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling. *AIP Conf. Proc.* 769 (2005) 1154.

# МОДЕЛЮВАННЯ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО КАЛІБРУВАЛЬНОГО ДЖЕРЕЛА $^{56}\text{Co}$ ДЛЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ CUPID-Mo

**М. М. Зарицький**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

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

Великомасштабний проект CUPID (CUORE Upgrade with Particle ID) [2] являє собою продовження експерименту CUORE та націлений на пошук  $0\nu 2\beta$ -розпаду з використанням кількох сотень болометричних сцинтиляторів  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ , збагачених ізотопом  $^{100}\text{Mo}$ , у кріостаті експерименту CUORE. Важливою задачею проекту є досягнення радіоактивного фону в області шуканого ефекту на рівні  $10^{-4}$  відліків/(рік · кеВ · кг). Експеримент CUPID-Mo [3] проводився у підземній лабораторії Модан (Франція) в кріостаті експерименту EDELWEISS. В експерименті функціонувало 20 болометрів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ , оснащених детекторами світла, що дозволило ідентифікувати і розділити  $\beta$ - (ефект) та  $\alpha$ -частинки (фон). Експеримент показав низьку радіоактивну забрудненість кристалів, ефективне відокремлення  $\alpha$ - та  $\beta/\gamma$ -частинок на рівні  $> 99,9\%$ , високу енергетичну роздільну здатність  $\sim 7$  кеВ на енергії 2615 кеВ, що дало змогу отримати нове обмеження на  $0\nu 2\beta$ -розпад  $^{100}\text{Mo}$   $T_{1/2} > 1,5 \cdot 10^{24}$  років [4].

В експерименті CUPID-Mo джерело  $^{56}\text{Co}$  використовувалось для калібрування детекторів та перевірки точності моделювань фону методом Монте-Карло. Активність та геометрію розташування двох джерел було розраховано та оптимізовано у попередніх моделюваннях методом Монте-Карло та повторно промодельовано після уточнення геометрії. У доповіді наведено попередні результати порівняння експериментальних та змодельованих даних, оцінено їхню розбіжність та систематичну похибку, зумовлену невизначеністю положення джерела  $^{56}\text{Co}$ .

1. M.J. Dolinski, A.W.P. Poon, W. Rodejohann. Neutrinoless Double-Beta Decay: Status and Prospects. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 69 (2019) 219.
2. G. Wang et al. CUPID: CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) Upgrade with Particle Identification. arXiv:1504.03599v1 [physics.ins-det].
3. E. Armengaud et al. The CUPID-Mo experiment for neutrinoless double-beta decay: performance and prospects. *Eur. Phys. J. C* 80(1) (2020) 44.
4. E. Armengaud et al. New Limit for Neutrinoless Double-Beta Decay of  $^{100}\text{Mo}$  from the CUPID-Mo Experiment. *Phys. Rev. Lett.* 126 (2021) 181802.

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

**Д. В. Касперович<sup>1</sup>, П. Беллі<sup>2,3</sup>, Р. Бернабей<sup>2,3</sup>, Ф. А. Даневич<sup>1</sup>, А. Інчікитті<sup>4,5</sup>, Ф. Капелла<sup>4,5</sup>,  
В. Карачіоло<sup>2,3,6</sup>, В. В. Кобичев<sup>1</sup>, Г. П. Ковтун<sup>7,8</sup>, Н. Г. Ковтун<sup>7</sup>, М. Лаубенштейн<sup>6</sup>, В. Мерло<sup>2,3</sup>,  
Д. В. Пода<sup>9</sup>, О. Г. Поліщук<sup>1</sup>, С. Тесаліна<sup>10</sup>, В. І. Третяк<sup>1</sup>, Р. Черуллі<sup>2,3</sup>, А. П. Щербань<sup>7</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> Фізичний факультет, Римський університет «Тор Вергата», Рим, Італія

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

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

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

<sup>7</sup> Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут», Харків, Україна

<sup>8</sup> Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Харків, Україна

<sup>9</sup> Лабораторія Ірен Жоліо-Кюрі, Національний центр наукових досліджень, Орсе, Франція

<sup>10</sup> Дослідницький центр Джона де Лейтера, Університет Кертіна, Бенлі, Австралія

Проведено експеримент із пошуку подвійного бета-розпаду нуклідів  $^{184}\text{Os}$  та  $^{192}\text{Os}$ . Дослідження проводилися у підземній лабораторії Гран-Сассо (Італія). Зразок осмію, глибоко очищений методами електропроменевої та зонної плавки, у вигляді тонких пластинок товщиною близько міліметра був встановлений безпосередньо на кришку кріостата напівпровідникового германієвого детектора із покращеною ефективністю реєстрації низькоенергетичних гамма-квантів (Broad Energy Germanium Detector, BEGe) об'ємом  $112\text{ см}^3$ . Детектор зі зразком захищений шарами радіоактивно чистих міді (5 см) та свинцю (20 см). Набір даних проводився впродовж 15851 год.

Виміряно забрудненість зразка радіоактивними нуклідами:  $^{40}\text{K}$  ( $11 \pm 4$  мБк/кг),  $^{137}\text{Cs}$  ( $0,5 \pm 0,1$  мБк/кг),  $^{60}\text{Co}$  ( $\leq 1,3$  мБк/кг),  $^{241}\text{Am}$  ( $\leq 5,6$  мБк/кг),  $^{228}\text{Ra}$  ( $\leq 6,6$  мБк/кг),  $^{228}\text{Th}$  ( $\leq 16$  мБк/кг),  $^{235}\text{U}$  ( $\leq 8,0$  мБк/кг),  $^{231}\text{Pa}$  ( $\leq 3,5$  мБк/кг),  $^{227}\text{Ac}$  ( $\leq 1,1$  мБк/кг),  $^{238}\text{U}$  ( $\leq 35$  мБк/кг),  $^{226}\text{Ra}$  ( $\leq 4,4$  мБк/кг),  $^{210}\text{Pb}$  ( $\leq 180$  мБк/кг). Встановлено нові обмеження на періоди напіврозпаду  $^{184}\text{Os}$  відносно дво- та безнейтринної мод подвійного електронного поглинання ( $2\epsilon$ ) та електронного поглинання з випромінюванням позитрона ( $\epsilon\beta^+$ ) на рівні  $10^{16} - 10^{17}$  років (з довірчою ймовірністю 90 %), більшість з яких перевищує обмеження, отримані у попередньому дослідженні [1]; уперше отримано експериментальне обмеження на  $2\nu\text{KL}$ -розпад на основний рівень ядра  $^{184}\text{W}$  ( $T_{1/2} > 2,0 \cdot 10^{16}$  років). Крім цього, на 2 порядки покращено обмеження на період напіврозпаду для  $2\nu\text{2K}$ -розпаду ядра  $^{184}\text{Os}$  на основний стан дочірнього ядра та у  $\sim 4$  рази збільшено обмеження на період напіврозпаду ядра  $^{192}\text{Os}$  відносно  $2\beta^-$ -розпаду на перший збуджений рівень ядра  $^{192}\text{Pt}$ .

Отримані результати лежать значно нижче теоретичних передбачень для періодів напіврозпаду (для  $0\nu 2\epsilon$ -розпаду  $^{184}\text{Os}$   $T_{1/2} \sim 10^{28} - 10^{31}$  років [2 - 4]). Однак збільшення експериментальної чутливості до розпадів  $^{184}\text{Os}$  на 4 - 6 порядків виглядає можливим – шляхом збагачення зразків осмію досліджуваним ізотопом, збільшення маси зразків та кількості детекторів, а також додаткового зниження фону установок. Розпочато наступний етап експерименту зі зразком, розміщеним всередині кріостата безпосередньо на BEGe-детекторі з метою збільшення ефективності реєстрації низькоенергетичних гамма-квантів та чутливості детектора до альфа-розпадів природних нуклідів осмію.

1. P. Belli et al. First search for double- $\beta$  decay of  $^{184}\text{Os}$  and  $^{192}\text{Os}$ . Eur. Phys. J. A 49 (2013) 24.
2. M.I. Krivoruchenko et al. Resonance enhancement of neutrinoless double electron capture. Nucl. Phys. A 859 (2011) 140.
3. C. Smorra. Q value and half-life of double-electron capture in  $^{184}\text{Os}$ . Phys. Rev. C 86 (2012) 044604.
4. K. Blaum et al. Neutrinoless double-electron capture. Rev. Mod. Phys. 92 (2020) 045007.

**НОВІ РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТУ  
З ПОШУКУ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ ЯДРА  $^{106}\text{Cd}$   
ІЗ СЦИНТИЛЯТОРОМ  $^{106}\text{CdWO}_4$**

**В. Р. Клавдієнко<sup>1</sup>, П. Беллі<sup>2,3</sup>, Р. Бернабей<sup>2,3</sup>, Ф. А. Даневич<sup>1</sup>, А. Інчікітті<sup>4,5</sup>,  
Ф. Капелла<sup>4</sup>, В. Карачіоло<sup>6</sup>, Д. В. Касперович<sup>1</sup>, В. В. Кобичев<sup>1</sup>,  
А. Леончіні<sup>5</sup>, В. Мерло<sup>2,3</sup>, О. Г. Поліщук<sup>1</sup>, В. І. Третьяк<sup>1</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 «Ла Сапієнца», Рим, Італія

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

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

Подвійний бета-розпад ( $2\beta$ ) є найрідкіснішим ядерним процесом в рамках Стандартної моделі елементарних частинок та взаємодій (СМ). Двонейтринна мода  $2\beta$ -розпаду з вильотом електронів спостережена у 11-ти нуклідах з періодами напіврозпаду  $10^{18} - 10^{24}$  років [1], у той час як електронне поглинання з випромінюванням позитрона ( $\epsilon\beta^+$ ) та подвійний позитронний розпад ( $2\beta^+$ ) все ще не спостережені і є лише вказівки на подвійне електронне поглинання ( $2\epsilon$ ) у ядрах  $^{78}\text{Kr}$ ,  $^{124}\text{Xe}$  і  $^{130}\text{Ba}$  [2]. Для пошуку процесів  $2\epsilon$ -,  $\epsilon\beta^+$ - та  $2\beta^+$ -розпадів ядра  $^{106}\text{Cd}$  був розроблений сцинтиляційний кристал вольфрамату кадмію масою 215,4 г із кадмію, збагаченого ізотопом  $^{106}\text{Cd}$  до 66 % ( $^{106}\text{CdWO}_4$  [3]). Експерименти із цим сцинтилятором ведуться у підземній лабораторії Гран Сассо (Італія) [4 - 6]. У даний час детектор  $^{106}\text{CdWO}_4$  функціонує у збігах (антизбігах) з двома сцинтиляційними детекторами з кристалами  $\text{CdWO}_4$ , що дає змогу реєструвати гамма-кванти, які випромінюються у розпаді ядра  $^{106}\text{Cd}$ . Модернізація установки у листопаді 2019 р. дозволила покращити енергетичну роздільну здатність усіх трьох детекторів приблизно у два рази та зменшити фон майже у три рази в області енергій, де очікуються сигнали від подвійного бета-розпаду  $^{106}\text{Cd}$ . Після 466 діб набору даних було встановлено ряд нових обмежень на період напіврозпаду ядра  $^{106}\text{Cd}$  по різних каналах розпаду на рівні  $10^{20} - 10^{21}$  років. Набір даних триває.

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

## BOREXINO: ОГЛЯД РЕЗУЛЬТАТІВ

**В. В. Кобичев**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Експеримент BOREXINO у зв'язку з регіональними вимогами природоохоронної безпеки має бути зупинений та демонтований у вересні 2021 р. Доповідь присвячена огляду результатів, отриманих на цьому детекторі за всі 14 років його роботи (з травня 2007 р.): перше детектування сонячних нейтрино від  ${}^7\text{Be}$  в реальному часі, перше беззаперечне детектування геонейтрино, прецизійне вимірювання потоку берилієвих сонячних нейтрино, перше спостереження сонячних *pp*-нейтрино, перше вимірювання спектра *pp*-нейтрино та пряме вимірювання енерговиділення *pp*-циклу в реальному часі (без затримки в  $10^5$  років, які займає передача теплової енергії від ядра Сонця до фотосфери), перше пряме спостереження CNO-циклу, а також кращі світові обмеження на магнітний момент нейтрино, на відмінність швидкості нейтрино від швидкості світла, на незбереження електричного заряду, на час життя електрону, на потік низькоенергетичних нейтрино від гамма-спалахів та інших астрофізичних транзйентних подій.



## ВИМІРЮВАННЯ ПЕРЕРІЗІВ НАРОДЖЕННЯ $K_s$ -МЕЗОНІВ У p-Pb ТА Pb-p ЗІТКНЕННЯХ В ЕКСПЕРИМЕНТІ LHCb

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

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Детектор LHCb має ряд чудових характеристик: ефективність реконструкції треку більше 96 %, роздільна здатність по імпульсу  $\sim 0,5$  %, а по інваріантній масі  $\sim (10 - 20 \text{ MeV}/c^2)$ .

Характеристики експерименту LHCb дають змогу досліджувати ядерні ефекти, що виникають при розсіянні в протон-ядерних та ядерно-ядерних системах. Такого типу дослідження спрямовані на пошуки сигналів кварк-глюонної плазми.

У даній роботі, у рамках діяльності робочої групи IFT колаборації LHCb, виміряно диференційні поперечні перерізи генерації  $K_s$  у p-Pb та Pb-p зіткненнях. Ці вимірювання важливі для оцінки ефектів холодної ядерної матерії і відіграють значну роль у дослідженні сигналів від кварк-глюонної плазми.

Дані, які аналізувались у роботі, були набрані у 2016 р. при енергії  $\sqrt{sNN} = 8,16 \text{ TeV}$  для p-Pb та Pb-p зіткнень.

Значення диференційних поперечних перерізів отримано як функції рапідиті, у та поперечного імпульсу  $p_T$  для  $K_s$  в діапазоні рапідиті:  $1,5 < y < 4$  для p-Pb зіткнень та  $-5 < y < -2,5$  для Pb-p і поперечного імпульсу  $0,15 \text{ GeV}/c < p_T < 10 \text{ GeV}/c$ .

## ВИМІРЮВАННЯ ПОПЕРЕЧНИХ ПЕРЕРІЗІВ УТВОРЕННЯ ДИВНИХ $\Lambda^0$ -БАРІОНІВ У ЗІТКНЕННЯХ $p$ - $^{208}\text{Pb}$ В ЕКСПЕРИМЕНТІ ЛНСЬ ПРИ ЕНЕРГІЇ $E_{\text{смм}} = 8,16$ ТеВ

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

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Дослідження протон-важкоіонних зіткнень є важливим етапом у пошуку кварк-глюонної плазми. Вважається що у протон-іонних зіткненнях мала ймовірність утворення кварк-глюонної плазми, тому вивчення таких зіткнень дає інформацію про можливий фон для сигналів кварк-глюонної плазми. У даній роботі представлено диференційні поперечні перерізи утворення дивних  $\Lambda^0$ -баріонів при енергії у системі центра мас  $E_{\text{смм}} = 8,16$  ТеВ у зіткненнях протон-свинець та свинець-протон в експерименті ЛНСь. Диференційні перерізи виміряно в бінах поперечного імпульсу  $0,15 \text{ GeV}/c < p_T < 7 \text{ GeV}/c$  та рапідиті:  $1,5 < y < 4$  для  $p$ - $\text{Pb}$  зіткнень та  $-5 < y < -2,5$  для  $\text{Pb}$ - $p$  зіткнень. Розраховано відношення виходів уперед-назад та матерія-антиматерія.

## ВИЗНАЧЕННЯ ЕНЕРГЕТИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ СИСТЕМИ ДЕТЕКТУВАННЯ В ЕКСПЕРИМЕНТАХ НА ФРАГМЕНТ-СЕПАРАТОРІ КОМБАС

С. М. Лук'янов<sup>1</sup>, Ю. М. Серета<sup>1</sup>, А. Г. Артюх<sup>1</sup>, **В. В. Осташко<sup>2</sup>**, А. Н. Воронцов<sup>1</sup>, Т. Іссатасв<sup>1</sup>,  
С. А. Клігін<sup>1</sup>, Г. А. Кононенко<sup>1</sup>, К. Мендібасв<sup>1</sup>, Ю. Е. Пеніонжкевич<sup>1</sup>, Б. Ердемчиге<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Об'єднаний інститут ядерних досліджень, Дубна, Росія

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

Фрагмент-сепаратор КОМБАС Об'єднаного інституту ядерних досліджень є прецизійним інструментом для ядерно-фізичних досліджень із зарядженими частинками [1]. Основна задача фрагмент-сепаратора формування пучків заряджених частинок, в основному з первинної мішені, що відповідають одному значенню  $B\rho \sim mv/z$ . Розкид по швидкості відібраних частинок визначається діафрагмами, розміри яких вибираються, щоб були оптимальні умови експерименту залежно від товщини первинної мішені, параметрів системи детектування і можливої тривалості експерименту. Діапазони можливих значень магнітного поля лінз сепаратора КОМБАС дають змогу виділяти сильно нейтронно- і протоннонадлишкові (які неможливо прискорити) ізопази ядра легкої і середньої атомної ваги. У дослідженнях з такими ядрами на фрагмент-сепараторі КОМБАС отримано ряд унікальних експериментальних даних [2, 3 та посилання там].

Також було визначено, що з пучками деяких ізотопів, що сформовані фрагмент-сепаратором КОМБАС можна досліджувати процеси розсіяння і реакції уже на вторинній мішені. Для проведення таких експериментів була застосована  $\Delta E \times E$ -методика з чотирма  $\Delta E$ -детекторами, розташованими послідовно (по напрямку сформованого пучка), що розміщувалася починаючи з положення вихідної фокальної площини фрагмент-сепаратора. Ядерно-фізична мішень розташовувалася після двох  $\Delta E$ -детекторів.  $\Delta E$ -детектори були кремнієві, два з них мали по 16 стріпів. В аналізі даних експерименту в якості  $E$ -детектора була збірка з CsI-кристалів. У роботі [2] отримано порівняльні значення перерізів розвалу ядра  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$  і  ${}^8\text{B}$  у різні канали.

У даному експерименті ідентифікація частинок по масі і заряду починалася по двовимірному  $\Delta E \times E$ -спектру з останнім  $\Delta E$ -детектором перед CsI-детектором. Це давало положення подій вибраного ізотопу і на інших двовимірних спектрах пар  $\Delta E$ -детекторів, які і використовувалися в аналізі експериментальних даних як ідентифікатори кожної частинки вихідного пучка з фрагмент-сепаратора. Тому, в принципі, енергетичне прецизійне калібрування детекторів не було принциповим у даних дослідженнях.

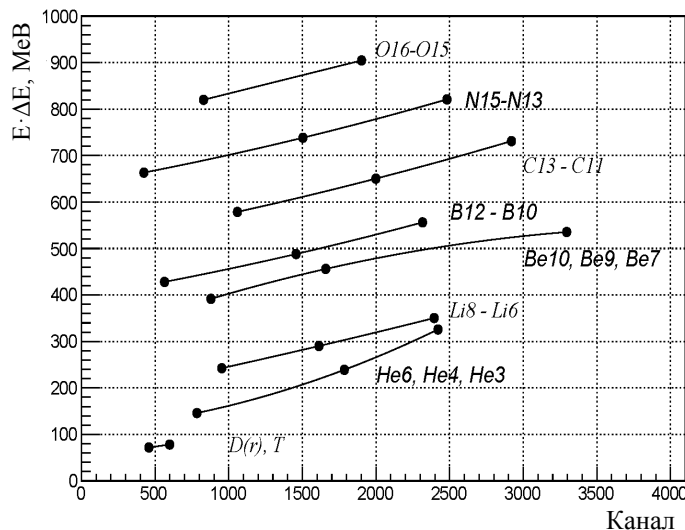


Рис. 1.

льні енергетичні криві, коли енергії розраховано традиційно за питомими енергетичними втратами.

У роботі аналізується можливість узгодження представлених на рис. 1 енергетичних калібрувальних залежностей у рамках формули Біркса.

Як варіант, видно, що приблизно з такою ж невизначеністю, як і для напівемпіричної формули Біркса, всі дані на рис. 1 можуть бути узгоджені сумою величин, одна з яких є частина енергії, що лінійно залежить від заряду частинки  $Z$  (рис. 2), а решта енергії кожної частинки вкладається в більш-менш лінійну залежність від величини висвічування кристалу (величини каналу на спектрі) – рис. 3.

У майбутньому планується проводити аналіз даних подібних експериментів і по  $Q$ -реакції. І тут основна проблема в калібруванні CsI-детектора. Відомо з експериментів, що відгук випромінювання CsI-кристалу залежить нелінійно від питомих енергетичних втрат частинки при її проходженні в кристалі. Вважається, що відгук детектора і енергетичні втрати можна зв'язати формулою Біркса [4], практичне застосування якої складне. Мабуть, тому, застосовується формула Біркса не часто і в таких експериментах енергетичне калібрування CsI-детектора проводиться для однотипних частинок.

Експеримент на фрагмент-сепараторі КОМБАС дав можливість зареєструвати в одному експерименті частинки з різними  $m$  і  $z$ . На рис. 1 представлено калібрувальні

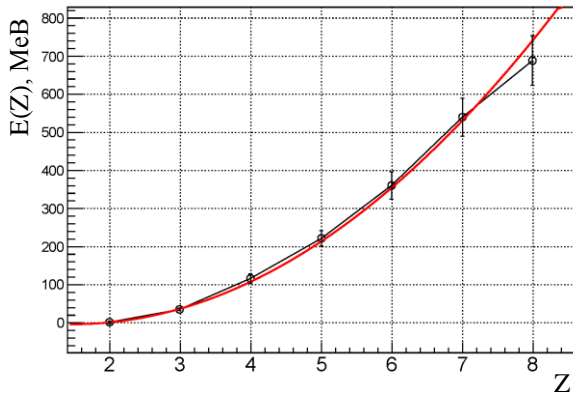


Рис. 2.

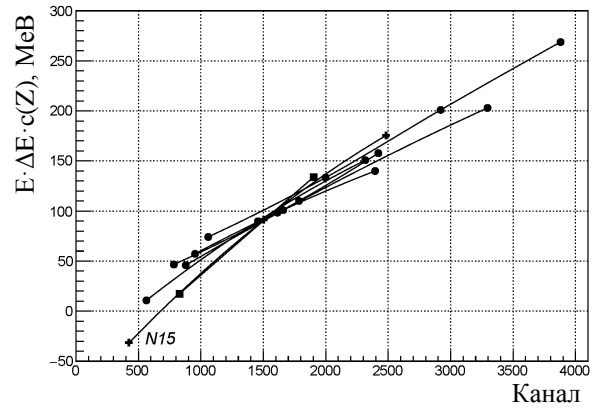


Рис. 3.

Відповідальний автор В. В. Осташко вдячний керівництву Лабораторії ядерних реакцій ім. Г.М. Фльорова ОІЯД за надану можливість брати участь в експериментах.

1. A.G. Artukh et al. Nucl. Instr. Meth. A 426 (1999) 605.
2. А.Г. Артюх и др. Письма в ЭЧАЯ 233 (2021) 18.
3. T. Issatayev et al. Eurasian Journal of Physics and Functional Materials 3 (2019) 124.
4. J.B. Birks. *The Theory and Practice of Scintillation Counting* (London: Pergamon, 1964) 684 p.

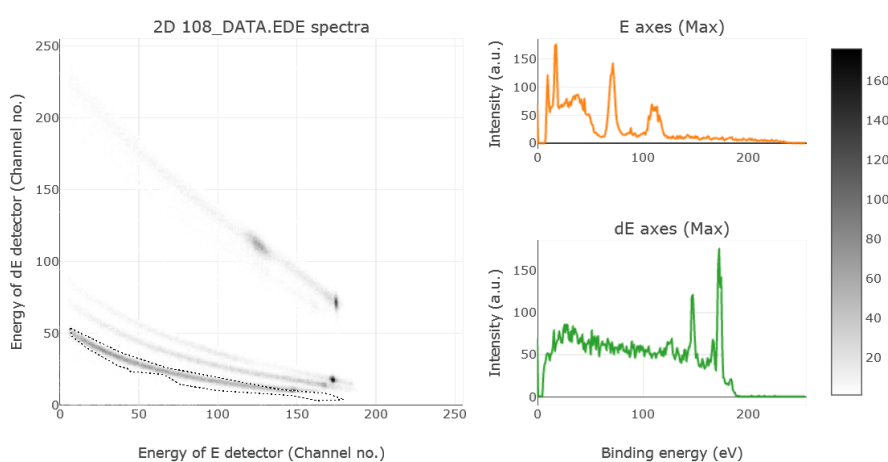
## ПРОГРАМНІ ЗАСОБИ ПОПЕРЕДНЬОЇ ОЦІНКИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДАНИХ

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

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

При проведенні широкого класу інклюзивних та багатовимірних експериментів часто виникає потреба у візуальній оцінці одно- та двовимірних масивів  $\Delta E \times E$  експериментальних даних.

Представлені програмні засоби створюють графічне зображення даних у вигляді одновимірних, двовимірних гістограм та в об'ємному представленні 3D Surface model. Користувачу даного програмного забезпечення (ПЗ) надається можливість поканального аналізу (канал - енергія: кількість відліків), масштабування, суміщення декількох гістограм на одному графіку тощо. Для двовимірних даних передбачена процедура виділення довільних ділянок з проекцією на вісь координат (рисунок). Таких зон на одному графіку може бути декілька. Для більшої наочності використовують 3D зображення, яке дає змогу розглянути двовимірний спектр в об'ємному вигляді під будь-яким кутом зору.



Двовимірне графічне представлення експериментальних даних з виділенням локусу, та проекцій виділеної зони на координатну вісь.

При розробці даного ПЗ акцент було зроблено на зручність для користувача: робота на різних ОС (Windows, Linux) та мінімальна залежність від сторонніх бібліотек програм. Тому в якості мови програмування було обрано JavaScript, стандарт версії ECMAScript 6, а в якості JavaScript Framework – Vue.js, що має, на даний час, кращі показники по швидкодії, переносності та зручності використання. Бібліотекою для створення графічного інтерфейсу послужив фреймворк Vuetify, який надає всі необхідні елементи відображення і управління.

Дане ПЗ розроблялося в середовищі VS Code, яке доступне як для Windows, так і для Linux. Це дало змогу створити клієнтську програму яка може виконуватися на будь-якому пристрої (ПК, смартфоні, планшеті тощо), що має можливість запуску і перегляду WEB-контенту (браузери Mozilla Firefox, Opera, Google Chrome тощо).

ПЗ не потребує окремого сервера, хоча і не виключає його використання. Завантаження файлів, що містять результати експерименту, можливе як з локального пристрою, так і з віддалених серверів, за протоколами такими як nfs (+link), smb (+link), sftp (+link) та їм подібними, за умови забезпечення доступу до них на рівні ОС.

## ПЕРЕРІЗИ ( $\gamma, n$ ) РЕАКЦІЙ НА ІЗОТОПАХ $^{120}\text{Te}$ І $^{122}\text{Te}$ В ОБЛАСТІ ГІГАНТСЬКОГО Е1-РЕЗОНАНСУ

**В. М. Мазур, З. М. Біган, П. С. Деречкей, Г. Ф. Пітченко**

*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна*

В області 10 - 20 МеВ гігантський дипольний резонанс (ГР) являє собою головну особливість у перерізах поглинання гамма-квантів атомними ядрами. Вивчення ГР зіграло визначну роль у формуванні сучасних уявлень про колективні збудження в ядрах.

Новий підйом інтересу до дослідження фотоядерних реакцій в області ГР, що спостерігається в останній час, зв'язаний з кількома причинами і в тому числі як із створенням принципово нових інтенсивних джерел квазімонохроматичного гамма-випромінювання так і з необхідністю одержання відсутньої інформації по перерізах фотоядерних реакцій зокрема для астрофізичних обчислень. Як відомо з астрофізики, ядра важчі за залізо синтезовані в основному в реакціях нейтронного захоплення ( $r$ - і  $s$ -процеси). Але є в наявності кілька десятків нейтронно-дефіцитних стабільних ізотопів екранованих від захоплення швидких нейтронів стабільними ізобарами. Ці ядра звичайно згадуються як  $r$ -ядра. До обчислень багатьох  $r$ -процесів необхідна бібліотека даних, що включає десятки перерізів реакцій. Незважаючи на зусилля зроблені в останні роки, експериментальна інформація про характеристики фотоядерних реакцій, включаючи протікання  $r$ -процесів є дуже недостатньою.

До  $r$ -ядер належить і легкий ізоотоп  $\text{Te}^{120}$ . До теперішнього часу перерізи реакцій ( $\gamma, n$ ), на легких ізотопах телуру  $^{120}\text{Te}$  і  $^{122}\text{Te}$  не визначалися. Систематичне вивчення еволюції форми гігантського резонансу було проведено для важких ізотопів  $^{124-130}\text{Te}$  і  $^{140,142}\text{Ce}$ .

Представлені експериментальні і теоретичні результати вивчення перерізів  $\sigma(E)$  реакцій  $^{120}\text{Te}(\gamma, n)$ ,  $^{119}\text{Te}$  і  $^{122}\text{Te}(\gamma, n)$ ,  $^{121}\text{Te}$  в області енергій гамма-квантів 10 - 18 МеВ. Дослідження проводились на пучку гальмівних гамма-квантів мікротрону М-30 з кроком 0,5 МеВ. В експерименті використовувалась активаційна методика. Для проведення досліджень була використана активаційна методика. Досліджувані мішені були виготовлені у вигляді дисків склоподібного окису телуру  $\text{TeO}$ , діаметром 25 мм і товщиною 2 мм, чистотою 99,99 %.

Гамма-спектри опромінених мішеней вимірювалися гамма-спектрометром з високою роздільною здатністю на базі HP Ge-детектора об'ємом 175 см<sup>3</sup>, 8192-каналним аналізатором CANBERRA, зв'язаним з комп'ютером для накопичення даних. Роздільна здатність детектора становила 1,9 кеВ для лінії 1332 кеВ  $^{60}\text{Co}$ . Ділянка апаратурного спектра від опроміненої мішені наведена на рис. 1.

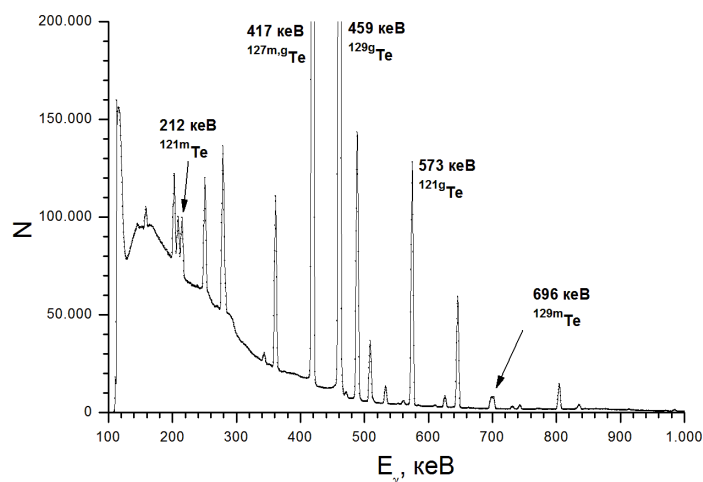


Рис. 1. Ділянка апаратурного спектра від опроміненої мішені.

Паралельно з вимірюванням гамма-ліній від розпаду  $^{119}\text{Te}$  і  $^{121}\text{Te}$  проводилося вимірювання гамма-ліній від розпаду  $^{129}\text{Te}$  одержаного в реакції  $^{130}\text{Te}(\gamma, n)$ ,  $^{129m,g}\text{Te}$ , які використовувалися для нормування і калібрування виходів реакцій  $^{120}\text{Te}(\gamma, n)$ ,  $^{119}\text{Te}$  та  $^{122}\text{Te}(\gamma, n)$ ,  $^{121}\text{Te}$ . Перерізи реакцій  $^{130}\text{Te}(\gamma, n)$ ,  $^{129}\text{Te}$  бралися із роботи [1]. Безпосередньо при вимірюваннях були одержані відношення повних виходів нейтронів для ізотопів  $^{120}\text{Te}(Y_1)$  і  $^{122}\text{Te}(Y_2)$  до виходу нейтронів для ізоотопу  $^{130}\text{Te}(Y_3)$ , який використовувався для калібрування:

$$\eta_1 = Y_1/Y_3 = c_1 \cdot b_{13} (\lambda_1 \cdot \varphi_3 / f_3 / \lambda_3 \cdot \varphi_1 \cdot f_1) \cdot (N_1/N_3);$$

$$\eta_2 = Y_2/Y_3 = c_2 \cdot b_{23} (\lambda_2 \cdot \varphi_3 / f_3 / \lambda_3 \cdot \varphi_2 \cdot f_2) \cdot (N_2/N_3).$$

Тут  $c$  – коефіцієнт, що враховує прорахунки і накладання імпульсів,  $b_{13}$ ,  $b_{23}$  – відношення вмісту відповідних ізотопів в мішені ( $b_{13} = b_3 / b_1$ ,  $b_{23} = b_3 / b_2$ ),  $\lambda$  – постійна розпаду,  $\varphi = \xi k \alpha$ , де  $\xi$  – фотоєфективність реєстрації аналітичних гамма-ліній при розпаді основних станів,  $k$  – коефіцієнт самопоглинання цих ліній в матеріалі досліджуваної мішені,  $\alpha$  – інтенсивність аналітичних гамма-ліній,  $f$  – часова функція:  $f(t) = [1 - \exp(-t_{\text{irr}})] \cdot \exp(-t_{\text{cool}}) [1 - \exp(-t_{\text{meas}})]$  ( $t_{\text{irr}}$ ,  $t_{\text{cool}}$ ,  $t_{\text{meas}}$  – часи опромінення, охолодження і вимірювання),  $N$  – число імпульсів під фотопіками аналітичних гамма-ліній.

Наявність залежності відношення експериментальних виходів  $Y_1/Y_3 = f(E_{\gamma\text{max}})$  і  $Y_2/Y_3 = f(E_{\gamma\text{max}})$  дає змогу використовувати переріз реакції  $^{130}\text{Te}(\gamma, n)^{129}\text{Te}$  виміряний раніше [1], розраховувати перерізи реакцій  $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119}\text{Te}$  і  $^{122}\text{Te}(\gamma, n)^{121}\text{Te}$ . Розрахунок проводився методом оберненої матриці [2] з кроком 0,5 MeV. Одержані перерізи мають однокорбу форму з максимумом при енергії ~15 MeV (рис. 2).

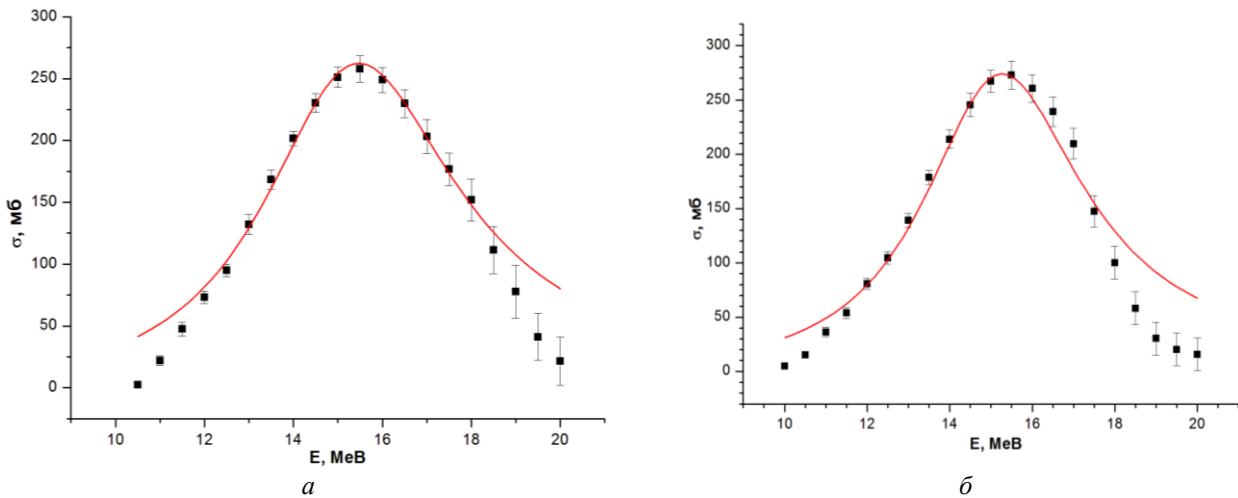


Рис. 2. Перерізи реакцій:  $a - ^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119}\text{Te}$ ;  $b - ^{122}\text{Te}(\gamma, n)^{121}\text{Te}$ .

У результаті підгонки методом найменших квадратів експериментальних перерізів кривими Лоренца:  $\sigma(E) = (\sigma_0 \Gamma_0^2 E^2) / [(E^2 - E_0^2)^2 + \Gamma_0^2 E^2]$ , де  $\sigma_0$ ,  $E_0$ ,  $\Gamma_0$  – параметри, одержані такі їхні значення: для  $^{120}\text{Te}$   $\sigma_0 = (262,6 \pm 2,1)$  мб,  $E_0 = (15,4 \pm 0,10)$  MeV,  $\Gamma_0 = (5,33 \pm 0,11)$  MeV, для  $^{122}\text{Te}$   $\sigma_0 = (274,1 \pm 2,1)$  мб,  $E_0 = (15,27 \pm 0,10)$  MeV,  $\Gamma_0 = (4,76 \pm 0,08)$  MeV.

Експериментальні результати порівнюються з теоретичними розрахунками проведеними за допомогою програмного пакета TALYS-1.9. Одержано задовільне узгодження.

1. A. Lepretre et al. A study of the Giant Dipole Resonance in doubly even tellurium and cerium isotopes. Nucl. Phys. A 258(2) (1976) 350.
2. O.V. Bogdankevich, F.A. Nikolaev. *Methods in Bremsstrahlung Research* (New York: Academic Press, 1966) 247 p.

**РЕАКЦІЯ  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$  ЗА ЕНЕРГІЇ  $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$ ,  
ПОТЕНЦІАЛИ ВЗАЄМОДІЇ ІЗОТОПІВ  $^{10,11,12,13}\text{B}$  З ЯДРОМ  $^{12}\text{C}$**

**С. Ю. Межевич<sup>1</sup>, А. Т. Рудчик<sup>1</sup>, О. А. Понкратенко<sup>1</sup>, К. Русек<sup>2</sup>, К. В. Кемпер<sup>3</sup>,  
А. А. Рудчик<sup>1</sup>, С. Б. Сакута<sup>4</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, Таллахассі, Флорида, США

<sup>4</sup> Національний дослідницький центр «Курчатівський Інститут», Москва, Росія

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів реакції  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$  за енергії  $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$  для основних станів ядер  $^{13}\text{B}$  та  $^{12}\text{C}$ . Кутові розподіли продуктів реакції  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, X)$  вимірювались на Варшавському циклотроні U-200P з використанням  $\Delta E$ - $E$ -методики [1]. Експериментальні дані проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР). Для вхідного каналу реакції використовувався потенціал Вудса - Саксона (WS), параметри якого було отримано раніше з аналізу експериментальних даних пружного й непружного розсіяння ядер  $^{11}\text{B} + ^{14}\text{C}$  [1]. Необхідні для МЗКР-розрахунків спектроскопічні амплітуди (фактори) для переданих у реакції нуклонів і кластерів було обчислено за трансляційно-інваріантною моделлю оболонки. Параметри потенціалу WS для вихідного каналу  $^{13}\text{B} + ^{12}\text{C}$  було отримано з найкращої підгонки МЗКР-перерізів до експериментальних даних реакції. Встановлено, що у реакції  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$  домінуючим процесом є передача протона, внески інших двоступінчастих процесів передачі нуклонів і кластерів є несуттєвими.

Проведено порівняння потенціалів WS для системи ядер  $^{13}\text{B} + ^{12}\text{C}$ , отриманих з МЗКР-аналізу даних реакції  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$  за енергії  $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$ , та потенціалів WS, отриманих раніше для системи ядер  $^{12}\text{B} + ^{12}\text{C}$  з аналізу експериментальних даних реакції  $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{12}\text{B}$  за енергії  $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$  [2], для системи  $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$  з аналізу даних для пружного розсіяння  $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{12}\text{C}$  за енергії  $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 40 \text{ MeV}$  [3] та системи  $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$  з аналізу даних для пружного розсіяння  $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{12}\text{C}$  за енергії  $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 41,3 \text{ MeV}$  [4]. Спостерігались відмінності МЗКР-перерізів реакції  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$ , розрахованих з потенціалами WS для систем ядер  $^{10,11,12,13}\text{B} + ^{12}\text{C}$  у вихідному каналі цієї реакції (рис. 1, верхня панель). Ця відмінність (так звані ізотопічні ефекти) може бути пов'язана з відмінністю внутрішньої структури ізотопів  $^{10,11,12,13}\text{B}$ : теоретично передбачені форми розподілів густини нуклонів в цих ізотопах бору є різними [5].

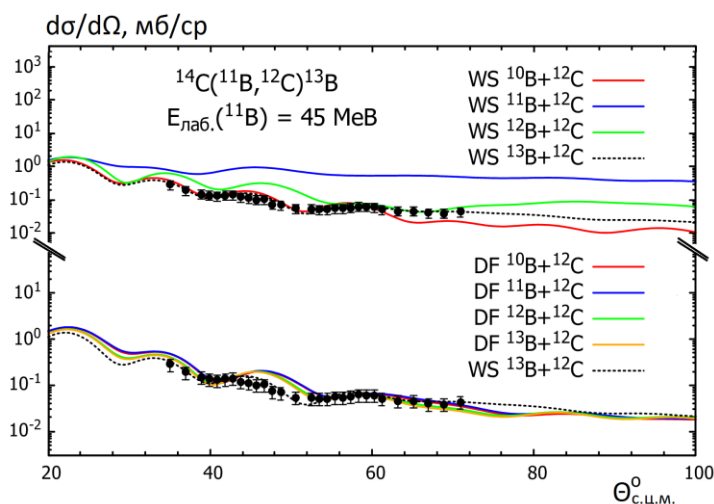


Рис. 1. Диференціальні перерізи реакції  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$  за енергії  $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$ . Криві – МЗКР-перерізи для передачі протона, розраховані з різними потенціалами WS для взаємодії ядер  $^{13}\text{B} + ^{12}\text{C}$  вихідного каналу (верхня панель) та потенціалами DF (нижня панель). Для пояснення кривих див. написи на рисунку та текст.

Щоб дослідити зв'язок цих ізотопічних ефектів, тобто відмінності розрахованих МЗКР-перерізів при заміні потенціалу для визначеної пари ядер на потенціал взаємодії одного з ядер з ізотопом іншого ядра, з внутрішньою структурою, а саме формою розподілу густини нуклонів у взаємодіючих ядрах, проведено порівняльний аналіз експериментальних даних вищезазначених реакцій з використанням визначених раніше потенціалів WS та потенціалів, отриманих за методом подвійної згортки (DF) з використанням передбачених у роботі [5] розподілів густини нуклонів в ядрах  $^{10,11,12,13}\text{B}$  та  $^{12}\text{C}$ . Відмінність МЗКР-перерізів, розрахованих при використанні потенціалів DF для систем ядер  $^{10,11,12,13}\text{B} + ^{12}\text{C}$  у вихідних каналах реакції  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$  (рис. 1, нижня панель) та  $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{12}\text{B}$  [3], виявилась невеликою, що може бути пов'язано з впливом сильного зв'язку вхідного та вихідного



каналів при розрахунках МЗКР-перерізів реакцій щодо різниці форм більш глибоких потенціалів DF для систем ядер  $^{10,11,12,13}\text{V} + ^{12}\text{C}$  порівняно з відповідними визначеними раніше потенціалами WS для цих систем. МЗКР-розрахунки диференціальних перерізів пружного розсіяння  $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{12}\text{C}$  та  $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{12}\text{C}$  виявились більш чутливими до різниці форм потенціалів DF для систем ядер  $^{10,11,12,13}\text{V} + ^{12}\text{C}$ : як приклад верхній панелі на рис. 2 показано експериментальні дані пружного розсіяння  $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{12}\text{C}$  за енергії  $E_{\text{лаб}}(^{10}\text{B}) = 41,3 \text{ MeV}$  [4] та МЗКР-перерізи розраховані при використанні потенціалів WS [4] та DF для системи ядер  $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$ , а на нижній панелі – порівняння МЗКР-перерізів при використанні потенціалів DF для систем ядер  $^{11,12,13}\text{V} + ^{12}\text{C}$  у розрахунках пружного розсіяння  $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{12}\text{C}$ . Краще узгодження теоретичних кривих, розрахованих з потенціалами DF для систем  $^{12,13}\text{V} + ^{12}\text{C}$ , з експериментальними даними пружного розсіяння  $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{12}\text{C}$  на передніх кутах може вказувати на те, що форма розподілу густини нуклонів у ядрі  $^{10}\text{B}$ , принаймні на поверхні, може бути іншою від передбаченої теоретично у роботі [5]. Такий самий ефект спостерігався і у розрахунках МЗКР-перерізів пружного розсіяння  $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{12}\text{C}$  [3] за енергії  $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 40 \text{ MeV}$  при використанні потенціалів DF для систем ядер  $^{10,11}\text{B} + ^{12}\text{C}$  та  $^{12,13}\text{V} + ^{12}\text{C}$ . Отже, для дослідження внутрішньої структури нестабільних ізотопів  $^{12,13}\text{V}$  (форм розподілу густини нуклонів), вивчення особливостей взаємодії їх з ядром  $^{12}\text{C}$ , ізотопічних ефектів, тощо, бажано порівнювати розраховані МЗКР-перерізи з експериментальними даними пружного розсіяння, що вказує на необхідність вимірювання таких даних (бажано у повному кутовому діапазоні) з використанням вторинних пучків ізотопів  $^{12,13}\text{V}$  на мішенях  $^{12}\text{C}$ .

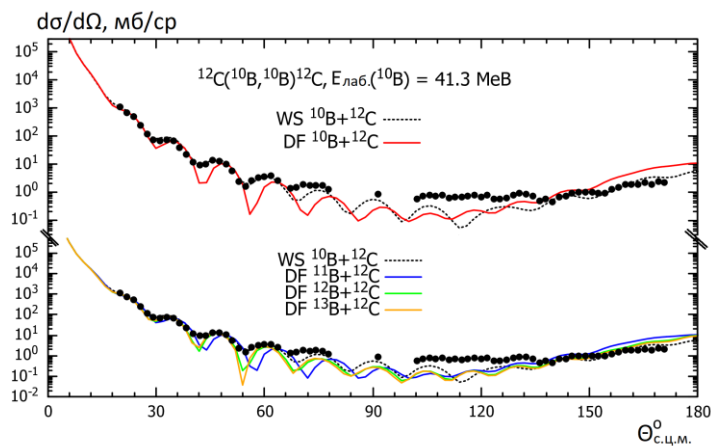


Рис. 2. Диференціальні перерізи пружного розсіяння  $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{12}\text{C}$  за енергії  $E_{\text{лаб}}(^{10}\text{B}) = 41,3 \text{ MeV}$  [4]. Криві – МЗКР-розрахунки з потенціалом WS [4] та різними потенціалами DF для системи ядер  $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$  (див. текст).

1. S.Yu. Mezhevych et al. Eur. Phys. A 50 (2014) 4.
2. S.Yu. Mezhevych et al. Acta Phys. Pol. B 51 (2020) 1949.
3. A.T. Rudchik et al. Nucl. Phys. A 695 (2001) 51.
4. N. Burtebayev et al. Int. J. Mod. Phys. E 28 (2019) 1950028.
5. S. Ahmad et al. Phys. Rev. C 96 (2017) 064602.

## ЗБУДЖЕНІ СТАНИ ЯДЕР $^4\text{He}$ , $^5\text{He}$ ТА $^6\text{He}$ , ВИКЛИКАНІ $\alpha + ^3\text{H}$ -ВЗАЄМОДІЄЮ

**О. М. Поворозник, О. К. Горпинич**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Відомо, що практично всі збуджені стани найлегших ядер з  $A < 8$  – це незв’язані стани з дуже малим часом життя. Результати численних теоретичних і експериментальних досліджень, присвячених встановленню енергії збудження та ширин значної кількості цих рівнів неоднозначні й достатньо суперечливі. У схемах збудження найлегших ядер існують як ділянки збудження шириною 3 - 7 MeV, так і окремі рівні, що потребують більш детального експериментального дослідження. Точне визначення енергії збудження, часу життя та мод розпаду незв’язаних станів найлегших ядер є дуже важливим, оскільки саме ці експериментальні дані є критерієм адекватності нових теоретичних підходів до розуміння природи ядерних сил, що викликають утворення та розпад цих резонансних рівнів.

Дана робота є узагальненням експериментальних досліджень енергетичних характеристик незв’язаних рівнів, що формують спектр збудження ядер  $^4\text{He}$ ,  $^5\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ . Експериментальні дані отримувались з дослідження в кінематично повних і кінематично неповних експериментах тричастинкових та чотиричастинкових каналів реакцій, викликаних взаємодією пучків альфа-частинок з ядрами дейтерію та тритію.

З метою повнішого врахування експериментальних умов та спрощення процесу обробки результатів розроблено методику розрахунку кінематичних співвідношень для тричастинкових реакцій та процедуру обробки двовимірних спектрів збігів, отриманих з кінематично повного дослідження тричастинкових реакцій, що ґрунтуються на використанні методу Монте-Карло [1]. Виконані удосконалення в експериментальній методиці дали змогу провести експериментальні дослідження три- та чотиричастинкових вихідних каналів ядерних реакцій, спричинених взаємодією пучків альфа-частинок, прискорених до енергії 27,2 та 67,2 MeV, з ядрами дейтерію та тритію. Отримано двовимірні спектри збігів, аналіз яких у рамках моделі послідовного розпаду дав змогу ідентифікувати як відомі, так і передбачувані теоретично нові збуджені рівні та визначити експериментально енергії збудження та енергетичні ширини незв’язаних станів та моди їхнього розпаду.

При дослідженні спектра збудження ядра  $^4\text{He}$  вперше одночасно в одному експерименті отримано двовимірні спектри t-t,  $t\text{-}^3\text{He}$  та d-d збігів з тричастинкових  $^3\text{H}(\alpha, tt)p$ ,  $^3\text{H}(\alpha, t^3\text{He})n$  та  $^3\text{H}(\alpha, td)d$  реакцій у результаті взаємодії пучка альфа-частинок з енергією  $E_\alpha = 67,2$  MeV з титан-третієвою мішенню в кінематично повному експерименті. Проведений аналіз двовимірних спектрів з використанням методу Монте-Карло дав змогу визначити величини енергій збудження та енергетичних ширин для перших семи збуджених рівнів, яким властива p-t конфігурація і для цих же рівнів (крім першого збудженого стану), які розпадаються через випромінювання пари  $n\text{-}^3\text{He}$ , а також для двох високозбуджених, які розпадаються через випромінювання пари дейтронів. Визначено співвідношення різних мод розпаду, а саме на p-t,  $n\text{-}^3\text{He}$  та d-d для семи станів  $^4\text{He}$  (табл. 1). Отримані з різних реакцій енергетичні параметри одних і тих збуджених рівнів у межах похибок збігаються [2].

*Таблиця 1. Енергії збудження, ширини та ефективності реєстрації збуджених станів ядра  $^4\text{He}$*

№	$^3\text{H}(\alpha, tt)p$			$^3\text{H}(\alpha, tt)n$			$^3\text{H}(\alpha, td)d$		
	$E^*$ , MeV	$\Gamma$ , MeV	Мода	$E^*$ , MeV	$\Gamma$ , MeV	Мода	$E^*$ , MeV	$\Gamma$ , MeV	Мода
1	20,04(0,07)	0,42(015)	1	–			–		
2	21,01(0,11)	0,66(0,39)	0,61	21,26(0,12)	0,38(0,10)	0,39	–		
3	21,75(0,15)	0,76(0,29)	0,66	22,30(0,19)	0,65(0,30)	0,34	–		
4	23,01(0,10)	0,33(0,33)	0,65	23,13(0,1)	0,55(0,25)	0,35	–		
5	23,92(0,12)	0,37(0,18)	0,65	23,75(0,14)	0,59(0,63)	0,35	–		
6	24,66(0,11)	0,29(0,11)	0,28	24,71(0,10)	0,83(0,44)	0,14	24,66(0,11)	0,50(0,20)	0,58
7	25,69(0,10)	0,40(0,12)	0,20	25,57(0,13)	0,63(0,17)	0,10	25,55(0,17)	1,04(0,61)	0,70

Завдяки кінематично повному дослідженню тричастинкових реакцій  $^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$  та  $^3\text{H}(\alpha, dt)d$  виявлено наявність тонкої структури в спектрі збудження ядра  $^5\text{He}$  ( $E^* \sim 20$  MeV) [3]. При аналізі спектрів збігів  $d\alpha$  та  $dt$  було виявлено триплет збуджених рівнів у високоенергетичній ділянці спектра збудження ядра  $^5\text{He}$ , що розпадаються через випромінювання пари  $\alpha + n$  та  $d + t$ , та визначено, що їхні енергії збудження та енергетичні ширини у випадку розпаду по  $\alpha + n$  каналу –  $E_1 = 20,73(0,34)$  MeV,

$\Gamma_1 = 0,15(0,08)$  MeB;  $E_2 = 19,95(0,10)$  MeB,  $\Gamma_2 = 0,42(0,37)$  MeB;  $E_3 = 18,94(0,11)$  MeB;  $\Gamma_3 = 0,75(0,29)$  MeB, а по каналу розпаду на  $d + t$ :  $E_1 = 20,00(0,06)$  MeB;  $\Gamma_1 = 0,16(0,20)$  MeB;  $E_2 = 19,76(0,16)$  MeB;  $\Gamma_2 = 0,56(0,16)$  MeB;  $E_3 = 19,95(0,14)$  MeB;  $\Gamma_3 = 0,69(0,54)$  MeB.

Значна увага присвячена дослідженню низькоенергетичної частини спектра збудження ядра  ${}^6\text{He}$  ( $E_{36}^* < 3,5$  MeB). Це вимірювання та аналіз інклюзивних протонних спектрів з  ${}^3\text{H}(\alpha, p)\alpha nn$  реакції, а також кореляційне кінематично неповне експериментальне дослідження чотиричастинкової  ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)nn$  реакції на циклотроні У-120 при енергії пучка альфа-частинок 27,2 MeB. На ізохронному циклотроні У-240 при енергії пучка альфа-частинок 67,2 MeB були проведені дослідження спектра збудження до  $E_{36}^* \leq 20$  MeB шляхом вимірювання та аналізу двовимірних спектрів  $p\alpha$ - та  $tt$ -збігів чотиричастинкової  ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)nn$  та тричастинкової  ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$  реакцій. У табл. 2 наведено результати дослідження.

Таблиця 2. Енергії збудження ( $E^*$ ), ширини ( $\Gamma$ ) збуджених станів ядра  ${}^6\text{He}$

[6] 67,2 MeB ${}^3\text{H} + \alpha \rightarrow p + {}^6\text{He}^*(\rightarrow \alpha + n + n)$ 27,5° / 15°			[5] 27,2 MeB ${}^3\text{H} + \alpha \rightarrow p + {}^6\text{He}^*(\rightarrow \alpha + n + n)$ 28,5° / 13°+16,5°+19,5°		
J	$E^*$ , MeB	$\Gamma$ , MeB	J	$E^*$ , MeB	$\Gamma$ , MeB
1	1,7 ± 0,2	0,65 ± 0,15	1	1,8 ± 0,2	0,3 ± 0,15
2	2,5 ± 0,2	0,4 ± 0,2	2	2,4 ± 0,2	0,4 ± 0,2
3	3,1 ± 0,3	0,4 ± 0,2	3	3,0 ± 0,2	0,6 ± 0,2
4	4,1 ± 0,3	0,9 ± 0,3	[19] 67,2 MeB ${}^3\text{H} + \alpha \rightarrow {}^6\text{He}^*(\rightarrow t + t + p)$ 27,5° / 15°		
5	6,1 ± 0,3	1,6 ± 0,3			
6	8,8 ± 0,4	2,0 ± 0,6	10	18,3 ± 0,2	0,4 ± 0,2
7	11,6 ± 0,4	2,0 ± 0,7	[4] 67, 2 MeB ${}^3\text{H} + \alpha \rightarrow p + {}^6\text{He}^*(\rightarrow t + t)$ 21° / 15°: 21° / 20°		
8	14,6 ± 0,4	2,3 ± 1,0	8	14,0 ± 0,4	0,6 ± 0,4
9	16,4 ± 0,4	1,4 ± 0,9	9	16,1 ± 0,4	0,8 ± 0,4
10	18,5 ± 0,4	1,7 ± 0,6	10	18,4 ± 0,4	1,0 ± 0,4

Примітка. Індексом J пронумеровано збуджені рівні, що спостерігались в експериментах.

Результати параметризації двовимірних спектрів збігів за методом Монте-Карло показали, що у випадку першого збудженого стану  ${}^6\text{He}$  при розпаді домінує конфігурація «альфа-частинка + динейтрон» тільки в обмеженій ділянці фазового простору, а при іншій кінематиці та для другого і третього збуджених станів проявляються конфігурації «альфа-частинка + динейтрон» та «альфа-частинка + сигара» в різних співвідношеннях [7].

1. О.М. Поворозник. Розрахунок кінематичних співвідношень тричастинкових реакцій та обробка даних з використанням методу Монте-Карло. Ядерна фізика та енергетика 2(20) (2007) 131.
2. О.М. Povoroznyk et al. The excited states of  ${}^4\text{He}$  studied by using the  ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ ,  ${}^3\text{H}(\alpha, t\tau)n$  and  ${}^3\text{H}(\alpha, td)d$  reactions. In: Abstracts of the Int. Conf. "Nuclear Reactions on Nucleons and Nuclei". Messina, Italy, Oct. 5 - 9, 2009. (Messina, Messina University, 2009) P. 67.
3. О.К. Горпинич, О.М. Поворознык, А.А. Ячменев. Структура высоковозбужденных состояний ядра  ${}^5\text{He}$ . Изв. РАН. Сер. физ. 69(5) (2005) 745.
4. О.М. Povoroznyk et al. Phys. Rev. C 85 (2012) 064330.
5. G. Mandaglio et al. First measurement of the 2.4 and 2.9 MeV  ${}^6\text{He}$  three-cluster resonant states via the  ${}^3\text{H}({}^4\text{He}, p\alpha)2n$  four-body reaction. Modern Physics Letters A 29(19) (2014) 1450105.
6. О.М. Povoroznyk, V.S. Vasilevsky. Spectrum of the resonance states in  ${}^6\text{He}$ . Experimental and Theoretical Analysis. Ukr. J. Phys. 60(3) (2015) 201.
7. О.М. Povoroznyk, О.К. Gorpinich. Experimental observation of neutron-neutron correlations in nucleus  ${}^6\text{He}$  from  ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)nn$  reaction. Nucl. Phys. At. Energy 20(4) (2019) 357.

ПОШУК НАДВАЖКОГО ЕЛЕМЕНТУ ЕКА-W (Sg, СІБОРГІЙ, Z = 106)  
ЗА ДОПОМОГОЮ СЦИНТИЛЯЦІЙНИХ КРИСТАЛІВ  $^{116}\text{CdWO}_4$

**О. Г. Поліщук<sup>1</sup>, П. Беллі<sup>2,3</sup>, Р. Бернабей<sup>2,3</sup>, Ф. А. Даневич<sup>1</sup>, А. Інчіккітті<sup>4,5</sup>, Ф. Капелла<sup>4</sup>,  
В. Карачіоло<sup>2,3,6</sup>, Д. В. Касперович<sup>1</sup>, В. В. Кобичев<sup>1</sup>, В. І. Третьяк<sup>1</sup>, Р. Черуллі<sup>2,3</sup>**

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

<sup>2</sup> Римський університет «Тор Вергата», Рим, Італія

<sup>3</sup> Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі «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

Експеримент Аугога, метою якого було дослідження  $2\beta$ -розпаду ядра  $^{116}\text{Cd}$ , проводився у підземній лабораторії Гран-Сассо (Італія) за допомогою низькофонових сцинтиляційних кристалів вольфрамату кадмію, ізотопно збагачених  $^{116}\text{Cd}$  (82 %,  $^{116}\text{CdWO}_4$ , із загальною масою 1162 г) у низькофоновій установці DAMA/R&D. Період напіврозпаду ядра  $^{116}\text{Cd}$  відносно двонейтринної моди  $2\beta$ -розпаду на основний рівень  $^{116}\text{Sn}$  виміряно з найвищою на сьогодні точністю:  $T_{1/2} = 2,63^{+0.11}_{-0.12} \cdot 10^{19}$  років, а також встановлено найкраще обмеження на  $0\nu$ -моду розпаду  $^{116}\text{Cd}$ :  $T_{1/2} \geq 2,2 \cdot 10^{23}$  років з 90 % С.Л. Крім цього, дані за 26831 год вимірювань було використано для встановлення обмеження на можливу концентрацію надважкого елемента ека-W (сіборгію, Z = 106). Даний ізотоп може розпадатись по декільком каналам розпаду ( $\beta^-$ , EC/ $\beta^+$ ,  $\alpha$ -розпад), з утворенням ядер, що, у свою чергу, як очікується, будуть випромінювати високоенергетичні  $\alpha$ -частинки, що можуть бути зареєстровані за допомогою детектуючої системи зі сцинтиляційними кристалами. Отримане обмеження на концентрацію сіборгію в кристалах  $^{116}\text{CdWO}_4$  розраховане як  $N(\text{Sg})/N(\text{W}) < 2,9 \cdot 10^{-14}$  атом/атом з 90 % С.Л., що аналогічне обмеженням, отриманими з кристалом  $\text{ZnWO}_4$ , та в інших типах експериментів, які шукають спонтанний поділ надважких елементів або використовують методи мас-спектрометрії.

# ЕНЕРГЕТИЧНА ТА МАСОВА ЗАЛЕЖНІСТЬ ГЛОБАЛЬНОГО ОПТИЧНОГО ПОТЕНЦІАЛУ ДЛЯ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР ${}^6\text{Li}$ У ПІДХОДІ САН-ПАУЛО

**О. А. Понкратенко<sup>1</sup>, В. М. Кир'янчук<sup>2</sup>, В. В. Улещенко<sup>1</sup>, Ю. М. Степаненко<sup>1</sup>,  
Ю. О. Ширма<sup>1</sup>, К. Русек<sup>3</sup>, К. Кемпер<sup>3,4</sup>, А. А. Рудчик<sup>1</sup>, А. Т. Рудчик<sup>1</sup>**

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

<sup>2</sup> НАЕК «Енергоатом», Київ, Україна

<sup>3</sup> Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

<sup>4</sup> Університет штату Флорида, Таллахассі, Флорида, США

Проблема коректного кількісного опису процесів, що мають місце при зіткненнях атомних ядер, надалі перебуває у стані далекому від розв'язання. Популярний феноменологічний підхід у рамках оптичної моделі та методу зв'язаних каналів реакцій ставить, зокрема, завдання побудови працюючих оптичних потенціалів для всіх пар ядер при всіх значеннях енергії відносного руху в усіх каналах, що розглядаються. Це, в свою чергу, підживлює постійний інтерес до побудови різноманітних глобальних, енергетично- і масово-залежних оптичних потенціалів. Однією з головних проблем на шляху побудови адекватних глобальних потенціалів, що працювали б у широких діапазонах енергій зіткнення та мас мішеней, є багатозначність параметрів оптичних потенціалів, наявність багатьох сімейств наборів параметрів, що забезпечують прийнятний опис певних наборів експериментальних даних, а також кореляції між різними параметрами всередині відповідного сімейства. Останнім часом помітні успіхи в побудові глобальних потенціалів для деяких ядер були досягнуті при застосуванні фолдінг-моделі з уніфікованими ядерними густинами типу Сан-Пауло та з густинно-залежною МЗУ-параметризацією нуклон-нуклонної взаємодії [1].

У даній роботі виконано ретельний аналіз властивостей такого глобального Сан-Пауло МЗУ-потенціалу при описі процесів пружного розсіяння іонів  ${}^6\text{Li}$ . Загалом до аналізу було включено 125 експериментальних кутових розподілів диференціальних перерізів пружного розсіяння іонів  ${}^6\text{Li}$  на ядрах  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{24}\text{Mg}$ ,  ${}^{28}\text{Si}$ ,  ${}^{40,48}\text{Ca}$ ,  ${}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^{90}\text{Zr}$ ,  ${}^{208}\text{Pb}$  у діапазоні енергій зіткнення від 1 до 100 MeV на нуклон.

Наш потенціал типу Сан-Пауло повністю базується на потенціалі подвійної згортки:

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

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 [2].  $N_R$ ,  $t_R$  та  $N_I$ ,  $t_I$  – параметри нормування та масштабування по радіусу дійсної та уявної частин, відповідно, що визначаються з підгонки до експериментальних даних. Для визначення відповідних параметрів застосовувався стандартний критерій  $\chi^2$ .

На першому етапі, для пошуку всіх можливих наборів параметрів, при яких забезпечується хоча б мінімально прийнятний опис експериментальних даних, було виконано велику кількість підгонок для кожного кутового розподілу, що аналізувався, за двома різними алгоритмами: 1) коли підганяються всі чотири параметри; 2) коли  $t_R$ ,  $t_I$  фіксуються, а підганяються  $N_R$ ,  $N_I$ . Початкові значення параметрів завжди розігрувались за методом Монте-Карло у межах, що вказані у таблиці. Там же вказано і діапазони отриманих значень параметрів.

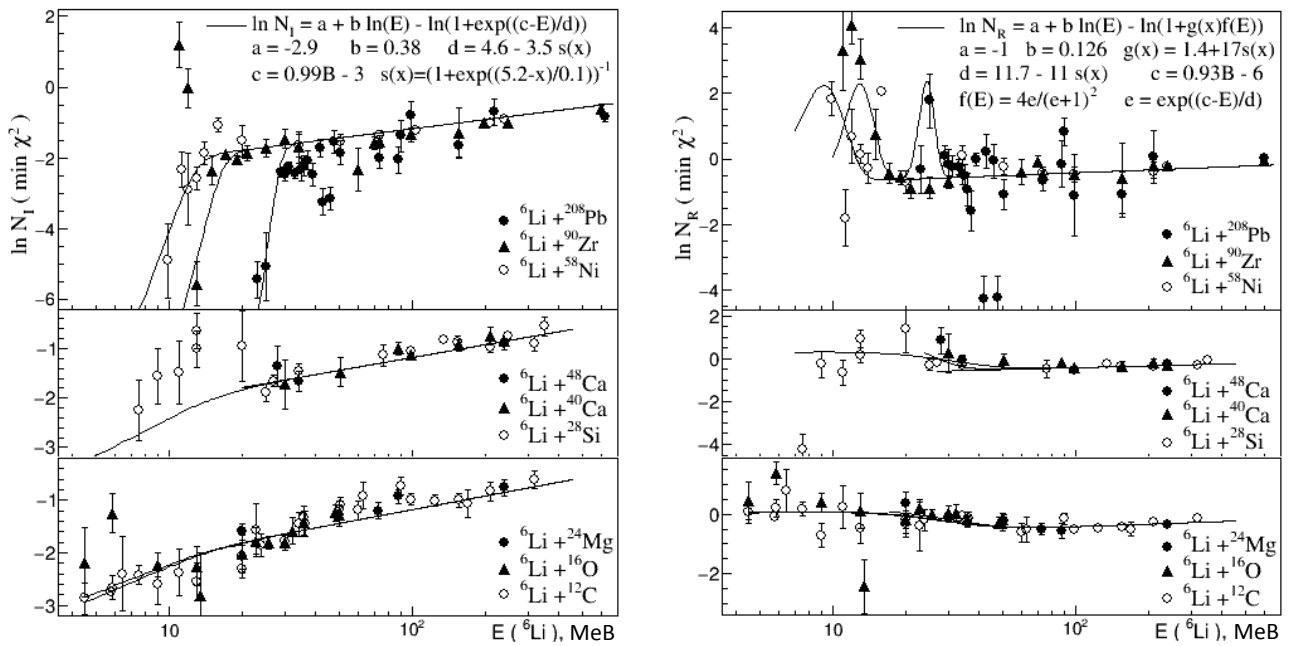
## Межі початкових значень параметрів та відповідних отриманих їхніх значень

Параметр	Діапазон початкових значень	Діапазон отриманих значень
$N_R$	0,02 - 2	0,01 - 70
$N_I$	0,01 - 2	0,01 - 20
$t_R$	0,7 - 1,2	0,65 - 1,25
$t_I$	0,65 - 1,15	0,6 - 1,2

У результаті було встановлено, що у зазначених діапазонах значень параметрів поверхня значень  $\chi^2$  показує один-два-три виразних мінімуми при енергії пучка  $E({}^6\text{Li}) > 30$  MeV. Причому при зміні енергії пучка спостерігаються досить плавні зміни у локалізації та глибині таких мінімумів  $\chi^2$ . При менших енергіях поведінка  $\chi^2$  може бути більш складною, з великою кількістю несильно виражених мінімумів.

Після того досліджувались можливі кореляції між різними параметрами для кожного з виразних мінімумів  $\chi^2$ . Було встановлено наявність сильних кореляцій між  $N_R$  та  $t_R$ , а також між  $N_I$  та  $t_I$  для кожного з зазначених мінімумів  $\chi^2$ , тобто для кожного з аналізованих сімейств наборів параметрів потенціалу. При цьому різні сімейства наборів параметрів відповідають, по суті, різним парам значень параметрів  $t_R$  та  $t_I$ , які з достатньою точністю можна вважати незалежними від енергії пучка чи маси мішені ( $t_R \approx 1,0$ ,  $t_I \approx 0,8$  або  $t_R \approx 0,8$ ,  $t_I \approx 1,0$ ). При ретельному розгляді якості опису кутових розподілів виявилось, що при значеннях  $t_R \approx 1,0$ ,  $t_I \approx 0,8$  загалом забезпечується кращий опис даних.

На фінальному етапі проводили пошук можливої явної енергетичної та масової залежності нормувальних множників  $N_R$ ,  $N_I$  для дійсної та уявної частин потенціалу за умови фіксованих значень відповідних масштабуючих множників  $t_R = 1,014$ ,  $t_I = 0,799$ . Знову для кожного експериментального кутового розподілу було виконано велику кількість підгонок з МК-розігруванням початкових значень параметрів. На рисунку залежно від енергії пучка показано значення  $N_R$ , та  $N_I$  (у логарифмічній шкалі), що відповідають найменшим значенням  $\chi^2$  для усіх 9 досліджуваних ядер-мішеней.



Енергетична залежність параметра  $N_I$  (ліва панель) та параметра  $N_R$  (права панель). Лініями показані апроксимації цих залежностей аналітичними формулами (наведені на верхніх панелях). Масовий параметр розраховується як  $x = A_P^{1/3} + A_T^{1/3}$ .

Апроксимаційні криві, розраховані з наведеними параметрами, які були підігнані до точок, наочно демонструють, що при енергіях нижче кулонівського бар'єра енергетична залежність нормувальних множників  $N_R$ , та  $N_I$  досить непогано відповідає степеневій залежності  $\sim E^b$ . При наближенні до кулонівського бар'єра залежність стає складнішою і необхідно запроваджувати додаткові коригуючі множники.

1. I.I. Gontchar, D.J. Hinde. Double folding nucleus-nucleus potential applied to heavy-ion fusion reactions. Phys. Rev. C 69 (2004) 024610.
2. L.C. Chamon et al. Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction. Phys. Rev. C 66 (2003) 014610.

## ПРУЖНЕ ТА НЕПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ ПРИ ЕНЕРГІЇ 97 МЕВ

О. А. Понкратенко<sup>1</sup>, Ю. М. Степаненко<sup>1</sup>, В. В. Улещенко<sup>1</sup>, К. Русек<sup>2</sup>, Є. І. Коший<sup>3</sup>, А. Тщінська<sup>2</sup>,  
 М. Волінська-Ціхоцка<sup>2</sup>, Дж. Колуччі<sup>2</sup>, М. Ковальчик<sup>2</sup>, А. А. Рудчик<sup>1</sup>, К. Кемпер<sup>4</sup>,  
 С. Ю. Межевич<sup>1</sup>, О. Е. Куцик<sup>1</sup>, А. Т. Рудчик<sup>1</sup>, А. Столяж<sup>2</sup>,  
 Ю. О. Ширма<sup>1</sup>, Е. Пясецькі<sup>2</sup>, О. О. Чепурнов<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> Циклотронний інститут, Техаський А&М університет, Коледж-Стейшн, Техас, США

<sup>4</sup> Університет штату Флорида, Таллахассі, Флорида, США

В експериментальних дослідженнях, проведених на установках Лабораторії важких іонів Варшавського університету, досліджувались пружні та непружні процеси при розсіянні пучків іонів  $^{12,13}\text{C}$  на легких ядрах  $^{11}\text{B}$ ,  $^{12,13}\text{C}$ . Такі дослідження з отриманням нових експериментальних даних для зазначених пар ядер становили особливий інтерес, оскільки це дає змогу краще характеризувати потенціали взаємодії ядер залежно від енергії та маси, а також дає можливість прогнозувати та визначати поведінку кутових перерізів для області енергій, де експериментальні дані відсутні.

Останнім часом набули поширеності роботи по побудові глобальних енергетичних потенціалів [1]. Це вимагає наявності експериментальних даних диференціальних перерізів у широкому енергетичному інтервалі (з певним кроком). Тому в ряді випадків через неповноту даних отримання глобальних енергетичних потенціалів було обмеженим, а точніша побудова таких потенціалів стає можливою після отримання нових експериментальних даних. Так, експериментальних вимірювань по розсіянню іонів  $^{13}\text{C}$  на аналогічних ядрах при енергії вище 50 МеВ немає, і це диктувало проведення експериментів при вищих енергіях.

Експериментальні вимірювання здійснювались на варшавському циклотроні С-200Р з формуванням пучка іонів  $^{13}\text{C}$  енергією 97 МеВ. У центрі експериментальної камери ICARE було встановлено самопідтримуючу мішень вуглецю  $^{13}\text{C}$  товщиною 400 мкг/см<sup>2</sup>. Для реєстрації продуктів реакції використовувалася  $\Delta E \times E$ -методика. Задіяні в експерименті телескопи були зібрані з кремнієвих Е-детекторів товщиною 300 мкм, а у якості  $\Delta E$ -детекторів використовувались кремнієві детектори товщиною близько 40 мкм або іонізаційні камери.

Типовий двовимірний  $\Delta E \times E$ -спектр наведено на рис. 1. Як видно, дана  $\Delta E \times E$ -методика забезпечувала надійне розділення локусів продуктів за масами та зарядами, що давало змогу вивчення процесів пружного розсіювання та реакцій передач. В експерименті невизначеність по енергії становить  $\sim 1\%$  ( $\sim 0,6\%$ , з яких пов'язано з розкидом енергії пучка).

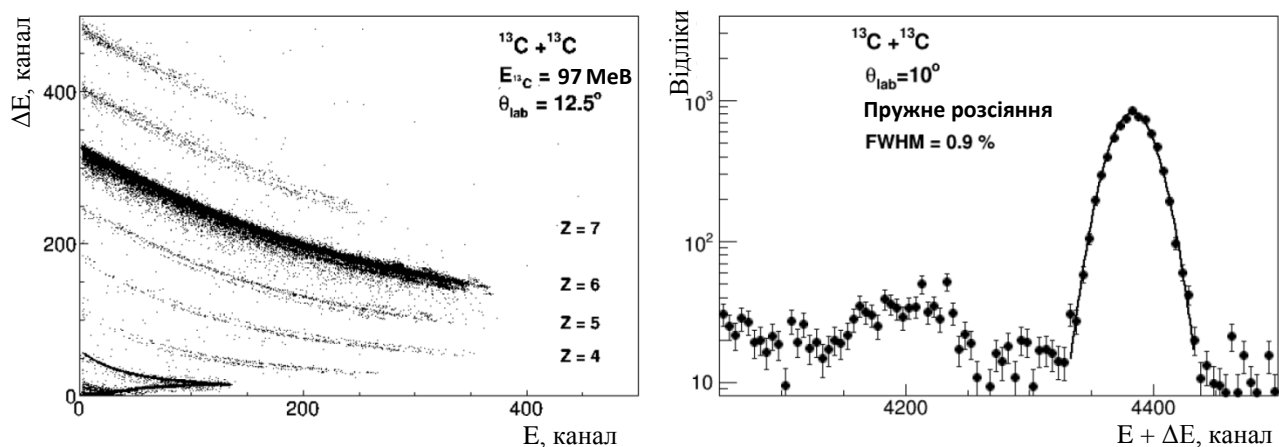


Рис. 1. Типовий  $\Delta E \times E$ -спектр продуктів реакції та енергетичний спектр ядер  $^{13}\text{C}$ .  
 Суцільна лінія – наближення Гауссіаном.

При подальшому проектуванні спектра (наприклад, для локусу  $Z = 6$ ,  $A = 13$ ) на вісь енергії  $E$  зліва від пружного піка можна спостерігати широкий пік, що найімовірніше відповідає непружному розсіянню зі збудженням рівнів 3,09 МеВ ( $1/2^+$ ), 3,68 МеВ ( $3/2^-$ ) та 3,85 МеВ ( $5/2^+$ ) ядра  $^{13}\text{C}$ .

З аналізу спектрів було отримано експериментальні диференціальні перерізи пружного розсіювання для системи  $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$  при  $E_{\text{с.ц.м.}} = 48,5$  MeV (рис. 2). Сіра товста крива відображає розрахунок за оптичною моделлю з потенціалом, отриманим для опису цих нових даних. Параметри знайденого оптичного потенціалу Вудса - Сакса для  $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ :  $V = 93$  MeV,  $r_v = 1,083$  фм,  $a_v = 1,069$  фм,  $W = 830$  MeV,  $r_w = 0,768$  фм,  $a_w = 0,489$  фм. Подальший аналіз передбачає одночасну підгонку нових даних, отриманих у даному експерименті та інших відомих з літератури при менших енергіях для отримання енергетично залежного потенціалу.

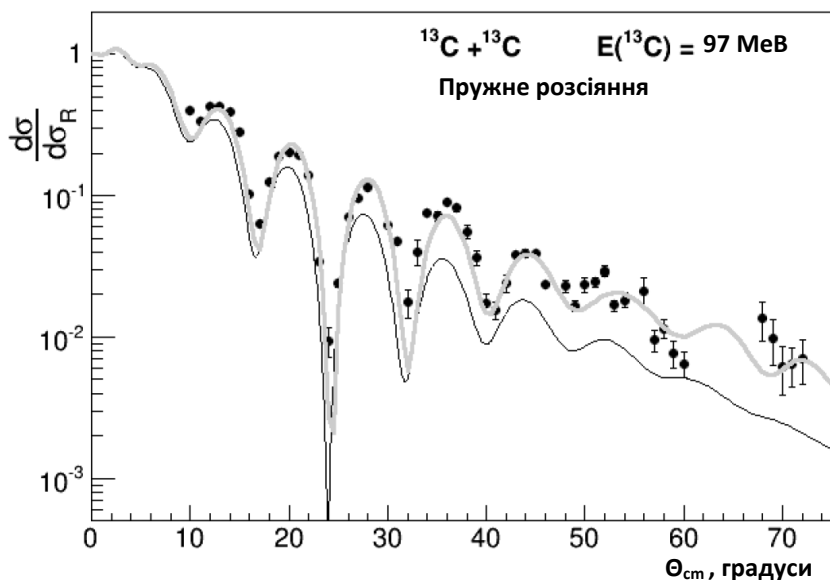


Рис. 2. Кутівий переріз пружного розсіювання  $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$  (відношення до Резерфордівського розсіювання). Сіра товста крива – розрахунки за ОМ з отриманим потенціалом для системи  $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$  при  $E_{\text{LAB}}(^{13}\text{C}) = 97$  MeV, суцільна крива – з потенціалом для системи  $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при  $E_{\text{LAB}}(^{13}\text{C}) = 102$  MeV.

Також у роботі окремий інтерес становило виконання порівняльного аналізу на ізотопічну залежність потенціалу. Отриманий диференціальний переріз пружного розсіювання  $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$  було порівняно з теоретичною кривою (суцільна крива), отриманою для пружного перерізу системи  $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при близькій енергії ( $E_{\text{LAB}}(^{13}\text{C}) = 102$  MeV) [2]. З рис. 2 видно, що положення піків диференціальних перерізів для розсіювання  $^{13}\text{C}$  на  $^{13}\text{C}$  та  $^{12}\text{C}$  при близьких значеннях енергії демонструють подібну поведінку.

1. Xu Yongli et al. Phys. Rev. C 99 (2019) 034618.
2. O.A. Ponkratenko et al. Acta Phys. Pol. B 49 (2018) 31.



## МІКРОПІКСЕЛЬНІ ГІБРИДНІ ТА МОНОЛІТНІ ДЕТЕКТОРИ ДЛЯ ЕКСПЕРИМЕНТІВ В ЯДЕРНІЙ ФІЗИЦІ ТА ФІЗИЦІ ВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ

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

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

У рамках проєкту HORIZON 2020 № 871072 (робочий пакет WP7 DETEC «Спільна розробка детекторних систем») досліджено можливість застосування мікропиксельних детекторних систем для ретельних вимірювань характеристик реакції безнейтронного синтезу  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  (“aneutronic fusion”) [1], а також в трекінгових системах експериментів з фізики високих енергій [2].

Здійснено порівняльну характеристику мікропиксельних гібридних та монолітних активних піксельних сенсорів (MAPS) для дослідження ядерної реакції  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ . Обґрунтовано переваги гібридних мікропиксельних детекторів Timepix (ЦЕРН) [3]. Нещодавні версії цих детекторів при радіаційній толерантності близько 40 Мрад забезпечують високу просторову роздільну здатність ( $< 50$  мкм), синхронізацію подій з ідентифікацією альфа-частинок на збігах в межах кількох наносекунд, енергетичну роздільну здатність близько 50 кеВ. Наводяться приклади моделювання спектрів альфа-частинок на основі розвинутих алгоритмів аналізу даних, виміряних детекторами Timepix на збігах. Порівняння з існуючими експериментальними даними показує важливість врахування змішування збуджених станів проміжного складеного ядра  $^{12}\text{C}^*$  з негативною та позитивною парністю для пояснення деформації спектрів альфа-частинок, обумовлену інтерференційними ефектами. Ці результати важливі для практичного застосування реакції  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ , де необхідними елементами для прецизійних розрахунків функціонування реактора є спектри альфа-частинок та їхні кутові розподіли в усьому фазовому просторі.

З іншого боку, оскільки монолітні активні піксельні детектори (MAPS) мають в декілька разів меншу товщину (а отже менше спотворення треків за рахунок багатократного кулонівського розсіяння) та високе відношення сигнал/шум представлено перспективними для застосування в трекерних системах великої площі майбутніх експериментів з фізики високих енергій, таких як CBM (Compressed Baryonic Matter) [2] та PANDA (FAIR, Darmstadt), а також BM@Nuclotron, SPD, MPD (NICA, Dubna). Наводяться попередні результати випробувань прототипів MAPS детекторів в складі вершинного детектора експерименту CBM.

Ці роботи виконуються за фінансовою підтримкою Програми Європейського Союзу з наукових досліджень та інновацій Horizon 2020 в рамках грантової угоди № 871072.

1. H. Hora et al. Road map to clean energy using laser beam ignition of boron-hydrogen fusion. *Laser and Particle Beams* 35(4) (2017) 730.
2. The CBM Collaboration. Technical Design Report for the CBM. The Micro-Vertex Detector of the CBM Experiment at FAIR. Technical Design Report. Eds. M. Deveaux, P. Klaus, M. Koziel, J. Michel, C. Müntz, J. Stroth (Germany, Darmstadt, GSI, 2021) 147 p. In preparation.
3. X. Llopart et al. Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements. *Nucl. Instr. and Meth. A* 581 (2007) 485.

## НАДТОНКА ФІКСОВАНА МІКРОМІШЕНЬ З ВИКОРИСТАННЯМ MEMS У RUN4 В ЕКСПЕРИМЕНТІ LHCb

**В. М. Пугач, С. Б. Чернишенко, В. М. Добішук**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Дослідження роботи режиму фіксованої мішені при енергіях LHC  $\sqrt{s_{NN}} \sim 80 - 120$  GeV розглядаються як потужний інструмент для вивчення фазової діаграми КГП в слабо вивченій області щільності та температури з різноманітним можливим особливостям в рівняннях стану для вхідних та вихідних каналів у високоенергетичних зіткненнях важких іонів. Колаборація LHCb, що вже реалізувала газоподібну установку SMOG2 з унікальними особливостями отримання даних в режимі колайдери та фіксованої мішені, планує зробити свій внесок по розгляду інших варіантів фіксованих мішеней під час RUN3 [1].

Майбутні експерименти HL-LHC в RUN4 ставлять ціллю приймати дані при істотно вищих миттєвих світимостях до  $10^{36}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> [2]. Фокусування для цієї мети променів, що стикаються, у регіоні взаємодії до декількох мкм<sup>2</sup> передбачає досить суворі вимоги до установки з фіксованою мішенню. Таки вимоги виникають з вимог до інтенсивності променів LHC, зберігання енергії та надпровідності для квенчінгу магнітів, довгострокової цілісності радіаційних навантажень на детектори, впливу вібрацій на стабільність частоти взаємодії тощо.

У цій презентації обговорюється конструкція установки з фіксованою мішенню, що базується на надтонких твердотільних мішенях, які водяться у гало циркулюючих пучків. Надаються деталі о багатократних перевагах реалізації режиму фіксованої твердотільної мішені.

З фізичної точки зору, це значно розширить коло ядер, відкривши незвідану область досліджень ролі деяких властивостей ядер в основному стані, таких як ізоспін, спін, парність, деформація, оболонки, нейтронне гало тощо. Нуклон-нуклонні зіткнення в режимі фіксованої мішені створюють умови між тим, що досягаються в SPS, і тих, що досліджувались у RHIC. Вимірювання на LHCb у режимах фіксованої мішені та у режимі зіткнення пучків закриватимуть розрив між SPS та LHC.

Ще одна вигідна особливість режиму надтонкої фіксованої мішені впливає з принципу розробки конструкції та роботи такої мішені. Металевий надтонкий дріт переміщується до або від циркулюючого гало пучка, щоб забезпечити стабільну частоту взаємодії. Буде презентований дизайн експериментальної установки на основі 1 - 2 мкм тонких металевих дротів (технологія яких була розроблена в ІЯД НАН України) та MEMS (мікро-електро-механічні системи) приводів для їхнього переміщення на 3 - 5 сигма від осі пучка з точність у декілька мікрон.

Обговорюються результати Монте-Карло симуляцій для позиціонування мішені в регіоні LHCb IP8 ( $Z = 0$  см), а також на  $Z = 50$  см на відстані  $5\sigma$  від кору пучка та безпосередньо у центрі пучка всередині вершинного детектора (VELO). Одна з особливостей полягає в тому, що замість довжини у  $\sim 30$  см область взаємодії локалізується до довжини у 1 мкм. Це може призвести до нових ідей щодо досліджень для фізичного аналізу (зменшення фону, поліпшення точності у реконструкції вершин тощо). Управління мішенню буде забезпечено за допомогою спеціалізованої системи RMS-R4, в якій використовуються радіаційно стійкі тверді металеві фольги, що водночас слугують для детектування та контролю миттєвої світності LHCb.

1. A. Bursche et al. Physics opportunities with the fixed-target program of the LHCb experiment using an unpolarized gas target. LHCb-PUB-2018-015. <https://cds.cern.ch/record/2649878/files/LHCb-PUB-2018-015.pdf>
2. R Bruce et al. Performance and luminosity models for heavy-ion operation at the CERN Large Hadron Collider. Eur. Phys. J. Plus 136 (2021) 745.

## МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛЮВАННЯ КОЛІМАЦІЇ ПУЧКІВ ДЛЯ ПРОСТОРОВО ФРАКЦІОНОВАНОЇ РАДІАЦІЙНОЇ ТЕРАПІЇ

**Д. М. Рамазанов, І. О. Анохін, В. М. Пугач, О. С. Ковальчук**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Ефективність традиційної променевої терапії має певні обмеження що пов'язані з надмірним переопроміненням здорових тканин. Просторово-фракціонована променева терапія з модуляцією інтенсивності може значно зменшити пошкодження здорових тканин навколо пухлин. Дана робота присвячена дослідженню можливості посилення терапевтичного ефекту в променевій терапії шляхом просторового фракціонування електронних, протонних рентгенівських променів. Фракціонування може значно підвищити ефективність опромінювання за рахунок зменшення дозового навантаження на здорові тканини.

Основним параметром ефективності просторово фракціонованої радіаційної терапії є співвідношення дози фракціонованого пучка у максимумі та мінімумі (піка та западині). Співвідношення між піковою дозою та дозою у западині називається співвідношенням PVDR і відіграє ключову роль у визначенні ефективності фракціонування. Якісним фракціонування вважається при параметрі  $PVDR = 8$  і вище. Крім того, важливо, щоб доза западини була мінімальною для забезпечення збереження нормальної архітектури тканини та виживання достатньої кількості клітин, необхідних для відновлення здорових тканин. Було висунуто гіпотезу, що мікроскопічні ураження на шляхах мікро/міні-пучків відновлюються мінімально опроміненними клітинами, що прилягають до опромієних тканин [1]. Цей ефект репарації спостерігався в експериментах з фотонами високої енергії (кілька МеВ – кілька десятків МеВ). Дослідження просторового фракціонування є дуже важливим для рентгенівської та електронно-променевої терапії, які більш поширені в більшості країн і дешевші, ніж адронна терапія.

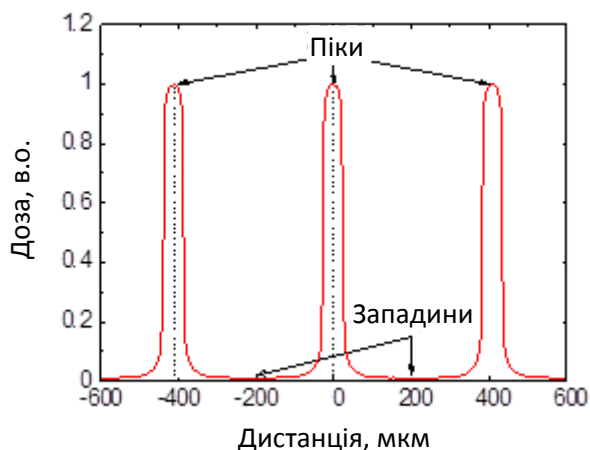


Рис. 1. Профіль просторово фракціонованого пучка. Співвідношення між піковою дозою та дозою у западині називається співвідношенням PVDR.

Для даного дослідження використовувався програмний пакет Geant4 версії 10.6. Для правильного порівняння моделювання та експерименту були відтворені всі експериментальні умови (відстані, матеріали, середовище). Для розрахунку був використаний фізичний лист QGSP\_BERT\_HP з кроком 0,1 мм.

Результати моделювання показують можливість фракціонування високо енергетичного (6 МеВ) рентгенівського випромінювання. Було досліджено декілька типів та геометрій коліматорів, щоб оцінити можливий вигравш від фракціонування порівняно зі стандартним опроміненням. Моделювання для свинцевого коліматора показує аналогічний результат експерименту, але графік моделювання також більш точний, це наслідок матеріальних недоліків. Мідний коліматор товщиною 10 см (рис. 2 та 3) забезпечує PVDR вище 8 при рентгенівському опроміненні з енергією 6 МеВ. Це прийнятний результат для такого типу опромінення.

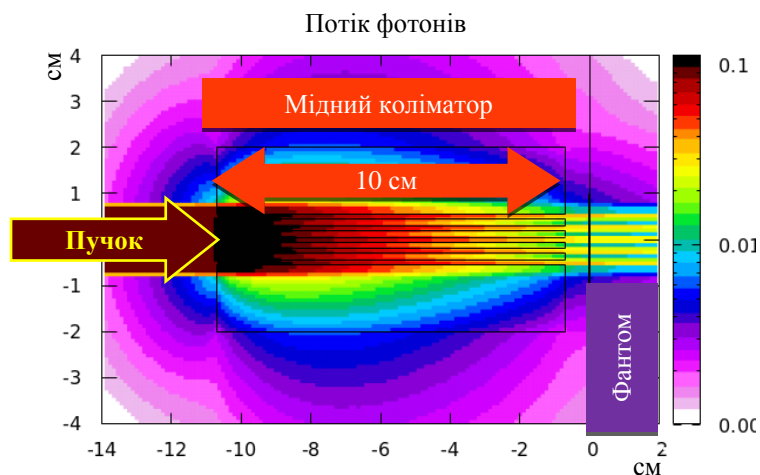


Рис. 2. Моделювання для фотонів з енергією 6 MeV, що проходять крізь мідний коліimator товщиною 10 см. Загальна кількість хітів  $2 \times 10^8$ , профіль променя  $1,5 \times 1,5 \text{ см}^2$ . Кремнієвий детектор [2] товщиною 300 мкм розміщено на фантомі ПММА. Відстань між джерелом рентгенівського випромінювання та фантомом 1 м. Відстань між коліimatorом і фантомом 7 мм.

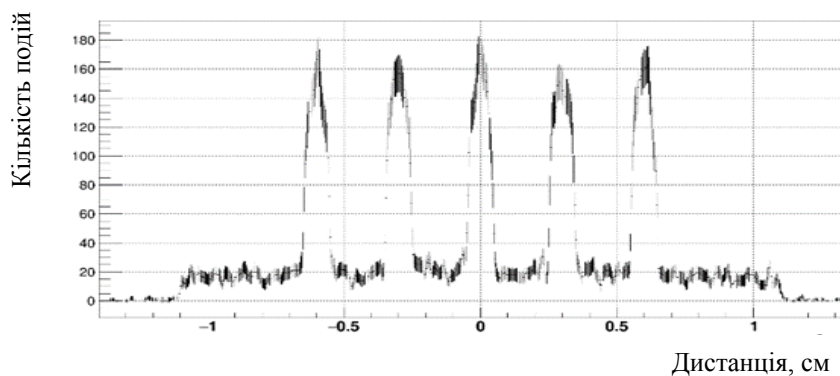


Рис. 3. Симуляція профілю колімованого пучка рентгенівського випромінювання з енергією 6 MeV для мідного коліатора товщиною 10 см.

Код Монте-Карло моделювання Geant4 був розроблений для оптимізації параметрів (матеріал, товщина тощо) колімуючих матричних систем для створення оптимальних багатопроменевих структур для максимальної ефективності просторово-фракціонованої променевої терапії. Високі рівні фракціонованої дози можуть бути досягнуті для рентгенівських променів, електронів та протонних пучків.

Результати досліджень підтверджують ефективність фракціонування та дають змогу розглядати даний метод як одну з кращих альтернатив класичної радіаційної терапії. Наразі необхідні біологічні дослідження для оцінки ефектів фракціонування як на нормальні, так і на пухлинні тканини, для яких практичне застосування просторово-фракціонованої терапії є виправданим.

1. Y. Prezado, G.R. Fois. Proton-minibeam radiation therapy: A proof of concept. *Medical Physics* 40(3) (2013) 031712.
2. V. Pugatch et al. Metal micro-detector TimePix imaging synchrotron radiation beams at the ESRF Bio-Medical Beamline ID17. *Nucl. Instr. Meth. A* 682 (2012) 8.

## НОВІ ОБМЕЖЕННЯ НА ПОДВІЙНИЙ БЕТА-РОЗПАД $^{190}\text{Pt}$ ТА $^{198}\text{Pt}$

**М. В. Романюк<sup>1</sup>, Ф. А. Даневич<sup>1</sup>, Д. В. Касперович<sup>1</sup>, Б. Н. Кропивянський<sup>1</sup>,  
Г. Лютге<sup>2</sup>, Г. Маріссенс<sup>3</sup>, О. Г. Поліщук<sup>1</sup>, Г. Стро<sup>3</sup>, С. Тесаліна<sup>4</sup>,  
В. І. Третяк<sup>1</sup>, Б. Уер<sup>4</sup>, М. Хюльт<sup>3</sup>, А. Юнгханс<sup>5</sup>**

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

<sup>2</sup> Данський технічний університет, Роскілде, Данія

<sup>3</sup> Європейська комісія, Об'єднаний центр досліджень, Гель, Бельгія

<sup>4</sup> Університет ім. Дж. Куртіна, Перт, Австралія

<sup>5</sup> Гельмгольц-центр Дрезден-Росендорф, Дрезден, Німеччина

Дослідження подвійного бета-розпаду  $^{190}\text{Pt}$  та  $^{198}\text{Pt}$  було проведено у підземній лабораторії HADES, розташованій на глибині 225 м [1], за допомогою двох наднизькофонових детекторів із надчистого германію зі зразком платини масою 148 г. Вимірювання ізотопного складу зразку платини з високою точністю були проведені за допомогою мас-спектрометрії з індуктивно зв'язаною плазмою.

Отримані нові нижні обмеження на період напіврозпаду ( $T_{1/2}$ )  $^{190}\text{Pt}$  для різних каналів і мод розпаду (таблиця). Уперше було отримано обмеження на можливий точний резонансний  $0\nu\text{KN}$  перехід на 1,2 1326,9 кеВ рівень  $^{190}\text{Os}$ :  $T_{1/2} \geq 2,5 \cdot 10^{16}$  років.

Встановлене нове нижнє обмеження на подвійний бета-розпад  $^{198}\text{Pt}$  на перший збуджений рівень  $^{198}\text{Hg}$ ,  $T_{1/2} \geq 3,2 \cdot 10^{19}$  років, на порядок вище за обмеження, отримане у попередньому експерименті [2].

### Обмеження на періоди напіврозпаду $^{190}\text{Pt}$ відносно подвійного електронного поглинання ( $2\varepsilon$ ) та поглинання електрона з вильотом позитрона ( $\varepsilon\beta^+$ ) та $^{198}\text{Pt}$ відносно $2\beta^-$ розпаду на перший збуджений рівень $^{198}\text{Hg}$

Перехід	Рівень дочірнього ядра, спин та енергія, кеВ	Енергія $\gamma$ -піків, кеВ, використаних для аналізу	Ефективність реєстрації у піку повного поглинання	lim S, відліки	$T_{1/2}$ , роки, дана робота	$T_{1/2}$ , роки, попередній експеримент [2]
$^{190}\text{Pt} \rightarrow ^{190}\text{Os}$						
2 $\nu$ 2K	основний стан	61,5 - 73,4	0,0092	369	$\geq 1,0 \cdot 10^{15}$	$\geq 8,4 \cdot 10^{14}$
2 $\nu$ KL	основний стан	61,5 - 73,4	0,0047	369	$\geq 5,2 \cdot 10^{14}$	
2 $\nu$ 2 $\varepsilon$	2 <sup>+</sup> 186,7	186,7	0,0093	39	$\geq 9,8 \cdot 10^{15}$	$\geq 8,8 \cdot 10^{14}$
2 $\nu$ 2 $\varepsilon$	2 <sup>+</sup> 558,0	558,0	0,0285	50	$\geq 2,3 \cdot 10^{16}$	$\geq 5,6 \cdot 10^{15}$
2 $\nu$ 2 $\varepsilon$	0 <sup>+</sup> 911,8	725,1	0,0393	31	$\geq 5,2 \cdot 10^{16}$	$\geq 4,5 \cdot 10^{15}$
2 $\nu$ 2 $\varepsilon$	2 <sup>+</sup> 1114,7	1114,7	0,0145	31	$\geq 1,9 \cdot 10^{16}$	$\geq 1,0 \times 10^{16}$
2 $\nu$ KN	1,2 1326,9	1326,9	0,0491	81	$\geq 2,5 \cdot 10^{16}$	
0 $\nu$ 2K	основний стан	1253,2 - 1254,0	0,0500	44	$\geq 4,7 \cdot 10^{16}$	$\geq 5,7 \cdot 10^{15}$
0 $\nu$ KL	основний стан	1314,1 - 1317,0	0,0493	44	$\geq 4,6 \cdot 10^{16}$	$\geq 1,7 \cdot 10^{16}$
0 $\nu$ 2L	основний стан	1375,0 - 1380,0	0,0484	62	$\geq 3,2 \cdot 10^{16}$	$\geq 3,1 \cdot 10^{16}$
0 $\nu$ 2 $\varepsilon$	2 <sup>+</sup> 186,7	186,7	0,0072	39	$\geq 7,6 \cdot 10^{15}$	$\geq 6,9 \cdot 10^{14}$
0 $\nu$ 2 $\varepsilon$	2 <sup>+</sup> 558,0	558,0	0,0234	50	$\geq 1,9 \cdot 10^{16}$	$\geq 4,5 \cdot 10^{15}$
0 $\nu$ 2 $\varepsilon$	0 <sup>+</sup> 911,8	725,1	0,0361	31	$\geq 4,8 \cdot 10^{16}$	$\geq 3,6 \cdot 10^{15}$
0 $\nu$ 2 $\varepsilon$	2 <sup>+</sup> 1114,7	1114,7	0,0117	31	$\geq 1,6 \cdot 10^{16}$	$\geq 9,8 \cdot 10^{15}$
Резонансний 0 $\nu$ KN	1,2 1326,9	1326,9	0,0488	81	$\geq 2,5 \cdot 10^{16}$	
Резонансний 0 $\nu$ LM	(0,1,2) <sup>+</sup> 1382,4	1195,7	0,0497	42	$\geq 4,9 \cdot 10^{16}$	$\geq 2,9 \cdot 10^{16}$
2 $\nu\varepsilon\beta^+$	основний стан	511	0,0953	134	$\geq 2,9 \cdot 10^{16}$	$\geq 9,2 \cdot 10^{15}$

Перехід	Рівень дочірнього ядра, спин та енергія, кеВ	Енергія $\gamma$ -піків, кеВ, використаних для аналізу	Ефективність реєстрації у піку повного поглинання	lim S, відліки	$T_{1/2}$ , роки, дана робота	$T_{1/2}$ , роки, попередній експеримент [2]
$0\nu\epsilon\beta^+$	основний стан	511	0,0942	134	$\geq 2,9 \cdot 10^{16}$	$\geq 9,0 \cdot 10^{15}$
$2\nu\epsilon\beta^+$	$2^+$ 186,7	511	0,0926	134	$\geq 2,8 \cdot 10^{16}$	$\geq 8,4 \cdot 10^{15}$
$0\nu\epsilon\beta^+$	$2^+$ 186,7	511	0,0922	134	$\geq 2,8 \cdot 10^{16}$	$\geq 8,4 \cdot 10^{15}$
$^{198}\text{Pt} \rightarrow ^{198}\text{Hg}$						
$2\beta^- (2\nu + 0\nu)$	$2^+$ 411,8	411,8	0,0414	31	$\geq 3,2 \cdot 10^{19}$	$\geq 3,5 \cdot 10^{18}$

П р и м і т к а. Отримані обмеження порівнюються з результатами попереднього експерименту [2]. Значення числа відліків для ефекту, яке може бути відкинута із заданою довірчою імовірністю (lim S), та  $T_{1/2}$  дані з довірчою імовірністю 90 %.

1. G. Lutter et al. Appl. Radiat. Isot. 81 (2013) 81.
2. P. Belli et al. Eur. Phys. J. A 47 (2011) 91.

## МЕХАНІЗМИ РЕАКЦІЇ $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{N})^{13}\text{C}$ ПРИ ЕНЕРГІЇ 81 MeV

А. Т. Рудчик<sup>1</sup>, А. А. Рудчик<sup>1</sup>, О. Е. Куцик<sup>1</sup>, К. Русек<sup>2</sup>, К. В. Кемпер<sup>3</sup>,  
 Е. П'ясецькі<sup>2</sup>, А. Столяж<sup>2</sup>, А. Тщінська<sup>2</sup>, Вал. М. Пірнак<sup>1</sup>, О. А. Понкратенко<sup>1</sup>,  
 І. Стросек<sup>4</sup>, Є. І. Кощій<sup>5</sup>, Р. Сюдак<sup>6</sup>, С. Б. Сакута<sup>7</sup>, В. А. Плюйко<sup>8</sup>,  
 А. П. Ільїн<sup>1</sup>, Ю. М. Степаненко<sup>1</sup>, В. В. Улещенко<sup>1</sup>, Ю. О. Ширма<sup>1</sup>, В. В. Хейло<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, Флорида, США

<sup>4</sup> Національний центр ядерних досліджень, Варшава, Польща

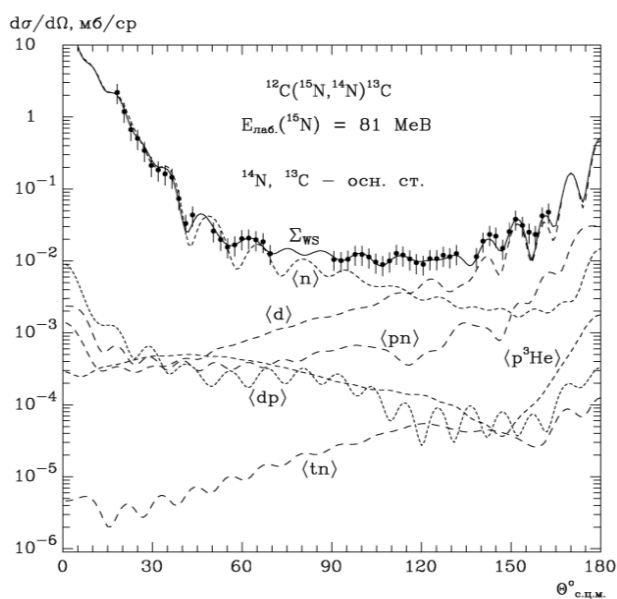
<sup>5</sup> Циклотронний інститут Техаського A&M університету, Коледж-Стейшн, Техас, США

<sup>6</sup> Інститут ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського, Краків, Польща

<sup>7</sup> Національний дослідницький центр «Інститут Курчатова», Москва, Росія

<sup>8</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів реакції  $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{N})^{13}\text{C}$  при енергії  $E_{\text{лаб}}(^{15}\text{N}) = 81$  MeV для основних та збуджених станів ядер  $^{14}\text{N}$  і  $^{13}\text{C}$ . Вимірювання диференціальних перерізів реакції  $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, X)Y$  проведено на циклотроні U-200P Лабораторії важких іонів Варшавського університету на експериментальній установці ICARE з використанням трьох  $\Delta E$ - $E$ -спектрометрів з кремнієвим  $\Delta E$ - і  $E$ -детекторами та одного з газовим  $\Delta E$ - і кремнієвим  $E$ -детектором. У газовому детекторі використовувався стиснутий аргон. Розкид енергії іонів  $^{15}\text{N}$  на мішені не перевищує 0,5 %. В експерименті використовувалась самопідтримувальна мішень  $^{12}\text{C}$  товщиною  $\sim 0,5$  мг/см<sup>2</sup>.



Експериментальні дані реакції  $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{N})^{13}\text{C}$  при енергії  $E_{\text{лаб}}(^{15}\text{N}) = 81$  MeV для основних станів ядер  $^{14}\text{N}$  і  $^{13}\text{C}$  та відповідні МЗКР-перерізи передач протонів (крива  $\langle p \rangle$ ), d-кластерів (крива  $\langle d \rangle$ ), двоступінчастих передач,  $t+n$  і  $n+t$  (крива  $\langle tn \rangle$ , когерентна сума) та  $d+p$  і  $p+d$  (крива  $\langle dp \rangle$ , когерентна сума) тощо.

Експериментальні дані проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) із включенням у схему зв'язку каналів реакцій одно- та двоступінчастих передач нуклонів і кластерів та використанням у МЗКР-розрахунках потенціалів Вудса - Саксона (WS) для вхідного і вихідних каналів реакції (рисунок). Параметри потенціалу WS взаємодії ядер  $^{15}\text{N} + ^{12}\text{C}$  взято з результатів раніше дослідженого пружного й непружного розсіювання іонів  $^{15}\text{N}$  ядрами  $^{12}\text{C}$  при енергії 81 MeV, а параметри потенціалу WS для вихідного каналу  $^{14}\text{N} + ^{13}\text{C}$  отримано в даній роботі при підгонці МЗКР-розрахунків перерізів реакції до експериментальних даних реакції  $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{N})^{13}\text{C}$ . Необхідні для МЗКР-розрахунків реакції спектроскопічні фактори (амплітуди), що передавалися у реакції нуклонів і кластерів, було розраховано в рамках трансляційно-інваріантної моделі 1r-оболонки. Установлено, що в даній реакції основну роль відіграють передачі нейтронів (n) та дейтронів (d). Внески в реакцію двоступінчастих передач нуклонів і кластерів незначні.

1. А.Т. Рудчик та ін. Пружне і непружне розсіювання іонів  $^{15}\text{N}$  ядрами  $^{12}\text{C}$  при енергії 81 MeV. Ядерна фізика та енергетика 19(3) (2018) 210.
2. А.Т. Rudchik et al. Elastic and inelastic scattering of  $^{15}\text{N}$  ions by  $^{12}\text{C}$  at 81 MeV and the effect of transfer channels. Acta Phys. Polon. B 50 (2019) 753.

3. Yu.F. Smirnov, Yu.M. Tchuvil'sky. Cluster spectroscopic factors for the p-shell nuclei. *Phys. Rev. C* 15 (1977) 84.
4. E. Piasecki et al. Project ICARE at HIL (Warsaw: Heavy Ion Laboratory, 2007) 38 p.
5. А.Т. Рудчик, Ю.М. Чувильский. Вычисление спектроскопических амплитуд для произвольных ассоциаций нуклонов в ядрах 1p-оболочки (программа DESNA). Препр. Ин-та ядерных исслед. АН УССР. КИЯИ-82-12 (Киев, 1982) 27 с.
6. А.Т. Рудчик, Ю.М. Чувильский. Спектроскопические амплитуды многонуклонных кластеров в ядрах 1p-оболочки и анализ реакций многонуклонных передач. *УФЖ* 30(6) (1985) 819.
7. H. De Vries, C.W. De Jager, C. De Vries. Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 36 (1987) 495.
8. J. Cook. DFPOТ: a program for the calculation of double folded potentials. *Comp. Phys. Com.* 25 (1982) 125.
9. I.J. Thompson. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics. *Comp. Phys. Rep.* 7 (1988) 167.



## МОДЕЛЬ СИСТЕМИ НА ОСНОВІ ТЕХНОЛОГІЙ ІНТЕРНЕТУ РЕЧЕЙ ДЛЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

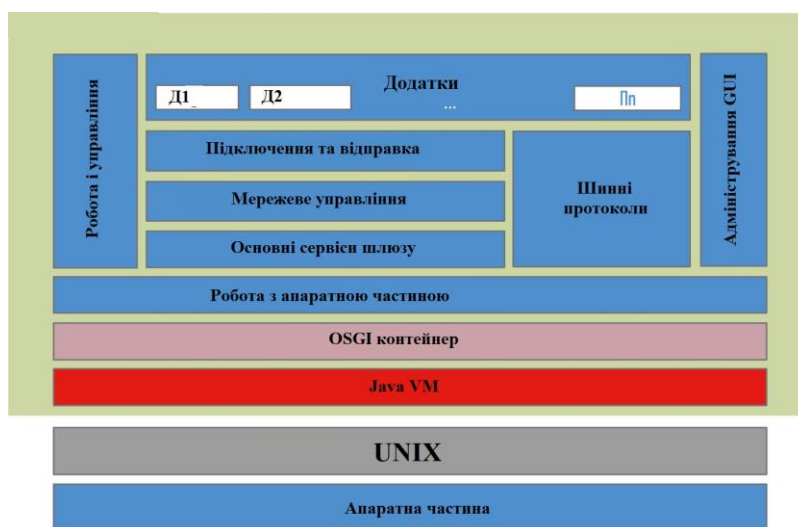
**О. М. Семенюк, О. М. Ковальов, О. О. Гаврилов, А. П. Войтер, М. І. Доронін, І. О. Мазний**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Експериментальні ядерні дослідження здійснюються на технічно складних ядерно-фізичних установках з великою кількістю різноманітних пристроїв і сенсорів, які генерують значні потоки інформації, що має бути своєчасно зібраною, накопиченою та обробленою. Технічною базою таких досліджень є автоматизовані вимірювальні системи з локальною архітектурою.

Близько 10 років тому Інтернет поступово трансформувався з «Інтернету людей» в «Інтернет речей», коли кількість підключених до Інтернету речей (приладів) стало більшим за кількість користувачів Інтернету. На основі інтернету речей було створено Промисловий Інтернет речей (Industrial Internet of Things, IIoT) – систему об'єднаних комп'ютерних мереж і підключених до них промислових (виробничих) об'єктів із вбудованими датчиками і програмним забезпеченням для збору та обміну даними, з можливістю віддаленого контролю і управління в автоматизованому режимі. Є приклади використання Інтернету речей в наукових дослідженнях.

Для напрацювання і оцінки інженерних рішень з використання технологій Інтернету речей у роботі ядерно-фізичних установок інституту та автоматизації експериментальних досліджень створено модель багаторівневої системи, що включає в себе датчики і контролери, встановлені на ядерно-фізичних установках інституту, засоби збору та передачі даних, візуалізації їх, аналітичні інструменти інтерпретації одержуваної інформації та інші компоненти.



Архітектура системи.

Архітектура системи (рисунок) базується на різних шарах програмного забезпечення, так що можливо створювати програми для апаратно-абстрагованої платформи, оснащеної всіма, необхідними інструментами розробки і бібліотеками.

Віртуальна машина Java забезпечує апаратну абстракцію на різних апаратних платформах.

Java Native Interface дає змогу коду на Java викликати додатки або бібліотеки, написані на C, C++, і збирати їх.

OSGi Framework забезпечує основу для скорочення часу виходу на ринок і витрат на розробку.

Спеціалізовані бібліотеки інтерфейсів надають розробникам вже протестовані бібліотеки для шин.

API високого рівня допомагають швидко написати додатки, максимально ефективно використовуючи ці API.

В якості сервера (ОС UNIX), що забезпечує роботу розподіленої системи, використано неліцензійне програмне забезпечення Mosquitto.

Протокол MQTT – Message Queuing Telemetry Transport – протокол для передачі послідовності повідомлень з телеметричними даними, тобто інформації від датчиків до кінцевих користувачів. У червні 2016 р. стандарт був визнаний Міжнародною організацією зі стандартизації (ISO). MQTT Version 3.1.1 був зареєстрований технічним комітетом з інформаційних технологій ISO (JTC1) під номером ISO / ІЕС 20922.

Джерелом даних були модулі мікроконтролера ESP8266, з можливістю виконувати програми з флеш-пам'яті. Контролер підтримує Wi-Fi протоколи 802.11 b / g / n з WEP, WPA, WPA2, обладнаний 14 портами вводу-виводу SPI, I2C, UART, 10-бітним АЦП та має зовнішню пам'ять до 16 МБ.

# VARIABILITY OF RADIOACTIVE DECAY (REVIEW)

**A. D. Skorbutin**

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

## 1. Introduction

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

The report provides an overview of the situation, including the authors' research. Below only those or other scientific centers or names will be indicated, the works themselves can be found in [1 - 3].

## 2. Review of experiments

### 2.1. Variations in the half-life

The boom around this issue arose after the publication of the results of long-term measurements of the half-life obtained at the German PTB Center and the Brookhaven Laboratory (USA), which clearly showed seasonal changes in the half-life of about 0.2 %. Similar results were obtained at the Baksan Neutrino Observatory (Russia), where changes in the half-life of  $^{213}\text{Po}$  (tabular half-life ( $T_{1/2} = 4.2 \mu\text{s}$ )) were found [4]. Solar day, sidereal day, and also monthly, annual, and 38.73 days variations periods were observed. The change in the half-life of radon almost three times, depending on the orientation of the detector was found in the experiments of the Israeli Geological Survey.

Since the half-life is obtained from the analysis of changes in the decay rate, a large number of works are devoted to finding variations in the decay rate, without estimating the half-life.

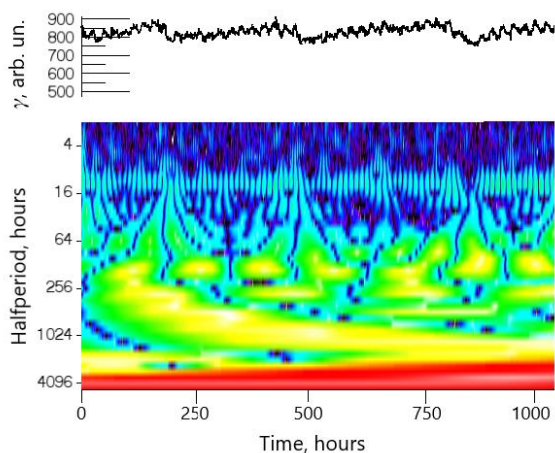
### 2.2. Variability of decay statistics

In works where there is a discussion about the invariance of the half-life, little attention is paid to publications that study the variability of decay statistics [5 - 11]. It is understood that successive regular series of decay rate measurements, although generally described by the Poisson distribution, often contain periodic components that are easily detected by spectral methods such as Fourier decomposition or wavelet analysis. Such patterns should not be in theoretically random series of decay.

Note that there are variations, the appearance of which can still be associated with changes in weather conditions during the day and night, or in summer and winter. However, the division of the diurnal or annual periods into sidereal and synodic, or the existence of changes with the period of one day, the maxima and minima of which do not correspond to the noon or midnight, as well as sunrise, cannot be explained by such assumptions.

### 2.3. ASRC

The authors of the report analyze the data of regular measurements of gamma background from the Automated System of a Radiation Control (ASRC) in the exclusion zone around the destroyed 4th power unit of Chornobyl (Ukraine). These data revealed the appearance of periodic components: daily, 5, 15, 31 days, and other periods. Manifestations of such components depending on the season are unpredictable.



The signal of the ASRC system and its wavelet transformation for July 2017. The periodicity in the signal is manifested in the picture of the wavelet transformation in the form of regular rows of spots located horizontally. In the half-period of 12 h, a series of horizontally located elongated spots are clearly visible, which reflect the maxima and minima of the sinusoid of the diurnal course. It can also be seen that the signal has additional multi-day aperiodic variability in the form of "saw teeth".

In Figure as an example, it is shown the signal received in July - August 2017, which has the form of a sinusoid of the diurnal course, modulated by the “teeth of the saw”. The last modulation is aperiodic, ranging from 10 to 20 days. But in general, it is closed to the New or Full Moon.

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

### 3. Conclusions

The large number of experiments in which variability of certain aspects of the radioactive decay process has been observed, cannot simply be ignored. Among them, there are a number of experiments (depending on the orientation of the detector in space, variability of decay statistics, variability of short (milliseconds) half- lives, the presence of sidereal-synodic periods), which cannot be attributed to weather conditions or other hardware effects.

On the other hand, there are experiments where such effects were not found. On the question why? - there must be an answer also. The authors of such experiments believe that their measurements are correct and other ones are incorrect. However, perhaps it is time to put the question, what is the difference between the experiments of the first and second groups.

The search for such effects should be based on long series of regular measurements.

1. S. Pommé. Eur. Phys. J. C 80 (2020) 1093.
2. M.H. McDuff et al. Anomalies in Radioactive Decay Rates: A Bibliography of Measurements and Theory. arXiv:2012.00153 [nucl-ex].
3. The Net Advance of Physics: VARIABILITY OF NUCLEAR DECAY RATES, 2018. <https://web.mit.edu/redingtn/www/netadv/XperDecRat.html>
4. E.N. Alexeyev et al. Search for Variations of  $^{213}\text{Po}$  Half-Life. arXiv:1806.01152v2 [nucl-ex].
5. S.E. Shnoll. *Cosmophysical Factors in Stochastic Processes* (Rehoboth: American Research Press, 2012) 430 p.
6. Yu.A. Baurov. Variations of decay rates of radio-active elements and their connections with global anisotropy of physical space. arXiv:1001.5383v1 [physics.gen-ph].
7. A.G. Parkhomov. Journal of Modern Physics 2 (2011) 1310.
8. O.B. Khavroshkin V.V. Tsyplakov. Open Access Library Journal 5(10) (2018) 88201.
9. S.V. Adamenko et al. Progress in Physics 16(1) (2020) 67.
10. A. Skorbun. Anomalies in Radioactive Half Period: New Look. HAL Science Ouverte, 2021. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-03182879v1>
11. F. Scholkmann et al. Europhysics Letters 117(6) (2017) 62002.

# ЦИФРОВА МОДЕЛЬ ДЛЯ ЯДЕР РОЗСІЮВАННЯ В РЕНТГЕНОГРАФІЇ

**О. М. Соколов**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

У рентгенографії розсіяне випромінювання погіршує якість знімків. Робота присвячена оцінці розсіювання, яка випереджає етап компенсації розсіювання, причому не передбачається використання апаратних засобів (решіток для антирозсіювання). Випромінювання, що падає на досліджуваний об'єкт, представляється комбінацією вузьких променів, а отримане зображення – комбінацією зображень для кожного променя [1]. Потрібно вміти оцінювати розсіювання для кожного вузького, елементарного променя (спрощено, це і є ядра розсіювання). У загальному випадку ядро розсіювання важко описати аналітичним виразом, але можна оцінити за допомогою імітації за методом Монте-Карло. В об'єкті дослідження слід виділити області з подібною структурою і проводити оцінку ядер розсіювання для кожної з таких областей. У простому випадку однорідної регулярної мішені розподіл розсіяного випромінювання має кругову симетрію, формула для розсіяного випромінювання такого променя в полярній системі координат залежить тільки від відстані від центру розподілу:

$$I_0(r) = \frac{\alpha \cdot \exp(-\beta \cdot r)}{r}, \quad (1)$$

де  $\alpha$  і  $\beta$  – параметри.

Трохи узагальнюючи формулу (1) ми можемо в більш загальному, але все ще симетричному випадку, використовувати формулу

$$I(r, \theta) = I(r) = \exp\left(\sum_{i=1}^k c_i f_i(r)\right) = \exp(c_1 f_1(r)) \cdot \dots \cdot \exp(c_k f_k(r)), \quad (2)$$

де  $c_i$  – набір параметрів,  $f_i(r)$  – набір базисних функцій.

Для несиметричного випадку в модель треба ввести явну залежність від кута  $\theta$ . Це можна зробити, ускладнивши формулу (2) і перейшовши до функції двох змінних [2]. На етапі наближення такої формули до вимірних даних або до результатів моделювання за методом Монте-Карло доведеться вирішувати багатопараметричне завдання на мінімум для функції двох змінних. Певні труднощі представляє і сам вибір функції від змінних  $(r, \theta)$ , зручною для опису ядра розсіяного випромінювання. Уникнути труднощів, які виникають, можна, якщо звести справу до багаторазового вирішення завдання для однієї змінної.

Пропонується такий підхід.

1) Проводимо моделювання по методу Монте-Карло для сітки аргументів у полярній системі координат  $(r_n, \theta_m)$ . Крок за кутом можна взяти близько 10 град. Отримуємо модельні значення ядра розсіювання  $g_{n,m}$ .

2) Для фіксованого значення кута  $\theta_m$  отримані значення  $g_m = (g_{1m}, g_{2m}, \dots, g_{Nm})$  будемо апроксимувати виразом вигляду (2), тобто функцією однієї змінної. При визначенні параметрів моделі (2) її прирівнюють до отриманих (при вимірюванні або моделюванні по Монте-Карло) даними.

$$\exp\left(\sum_{i=1}^k c_i^{(m)} f_i(r_n)\right) = g_{nm}, \quad n = 1, \dots, N. \quad (3)$$

3) Це співвідношення можна прологарифмувати і прийти до традиційної задачі уявлення залежності лінійної комбінацією функцій з подальшим визначенням параметрів у лінійному варіанті методу найменших квадратів (МНК):

$$\sum_{i=1}^k c_i^{(m)} f_i(r_n) = \ln(g_{nm}), \quad n = 1, \dots, N. \quad (4)$$

Побудоване наближення, формулу (2) з визначеними параметрами  $c_i^{(m)}$ , позначимо як  $I_m(r)$ . Приклад результату апроксимації прологарифмованих даних наведено на рис. 1, а отримане наближення ядра розсіювання вздовж радіуса на рис. 2.

4) Визначасмо набір параметрів  $c_i^{(m)}$  для кожного значення кута  $\theta_m$  і будуюмо залежності  $I_m(r)$ , які наближають значення ядра розсіювання вздовж радіуса.

5) Чисельне значення моделі ядра розсіювання для довільних значень аргументів  $(r, \theta)$  будуюмо за правилом

$$M(r, \theta) = w_m \cdot I_m(r) + w_{m+1} \cdot I_{m+1}(r), \quad (5)$$

де вагові коефіцієнти  $w_m = \frac{\theta_{m+1} - \theta}{\theta_{m+1} - \theta_m}$ ,  $w_{m+1} = \frac{\theta - \theta_m}{\theta_{m+1} - \theta_m}$ , а значення кута  $\theta$  потрапляє в інтервал  $[\theta_m, \theta_{m+1}]$ .

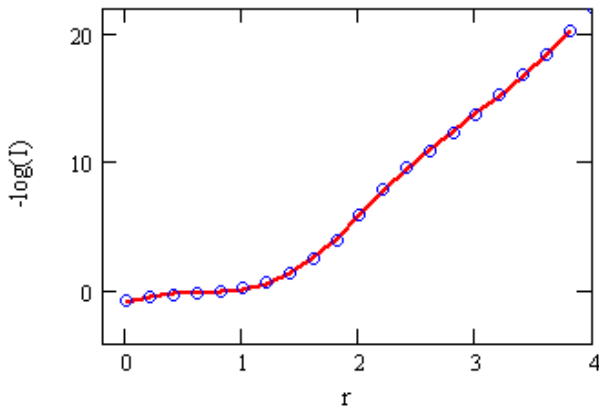


Рис. 1. Наближення даних після їх логарифмування функціями  $(1, r, \cos(r), \sin(r), \cos(3r), \sin(3r))$  для фіксованого кута  $\theta$ .

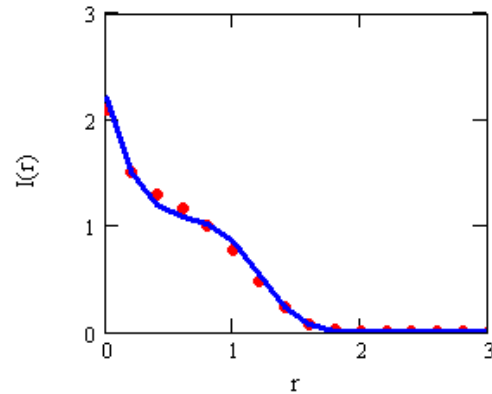


Рис. 2. Модельне ядро розсіювання і апроксимуюча дані залежність для фіксованого кута  $\theta$ .

Таким чином двовимірну поверхню ядра розсіювання вдається побудувати на основі набору одновимірних залежностей. Відзначимо, що набір лінійно незалежних базисних функцій ми можемо вибирати досить довільно, враховуючи міркування зручності, властивість ортогональності та інше. Наприклад, такою системою функцій можуть бути ступеня змінної  $r$  -  $(r^{1/2}, r^2, r^3, r^4, r^5)$  [2], тригонометричні функції  $(1, r, \cos(r), \sin(r), \cos(3r), \sin(3r))$ , ортогональні поліноми.

У разі, коли обсяг обчислень на етапі імітаційного моделювання достатній, щоб отримати згладжені дані, можна ще спростити запропонований алгоритм. Процедуру апроксимації в пункті 3) можна замінити найпростішою кусочно-лінійною інтерполяцією.

Запропонована цифрова модель ядра розсіювання дає змогу описувати одержувані при моделюванні різні, не обов'язково симетричні, розподіли. Надалі, на етапі компенсації розсіювання, процедура обчислення моделі  $M(r, \theta)$ , з отриманими параметрами, використовується в математичних співвідношеннях між падаючим випромінюванням, структурою об'єкта і зображенням, що реєструється.

1. E.-P. Ruhmschopf, K. Klingenberg. Scatter estimation approaches. Med. Phys. 38(9) (2011) 5186.
2. A.Y. Danyk, O.O. Sudakov. Physical bases for determination of scattering kernels from incomplete data in grid-less X-ray imaging. Nucl. Phys. At. Energy 22(2) (2021) 189.

# CBM EXPERIMENT: TOWARDS THE LUMINOSITY FRONTIER IN THE HEAVY ION RESEARCH

**M. A. Teklishyn<sup>1,2</sup>**  
(for the CBM Collaboration)

<sup>1</sup> GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany

<sup>2</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

The Compressed Baryonic Matter (CBM) experiment at FAIR facility in Darmstadt will provide an outstanding opportunity for the precise studies of the strongly-interacting matter at high net baryon densities and moderate temperatures. It aims to deliver unprecedented heavy-ion interaction rates up to  $10^7$  Hz (Fig. 1 for the comparison with other experiments) which would allow studying rare probes as multi-strange hyperons and hypernuclei, higher-order flows, and fluctuations, and di-lepton spectra [1].

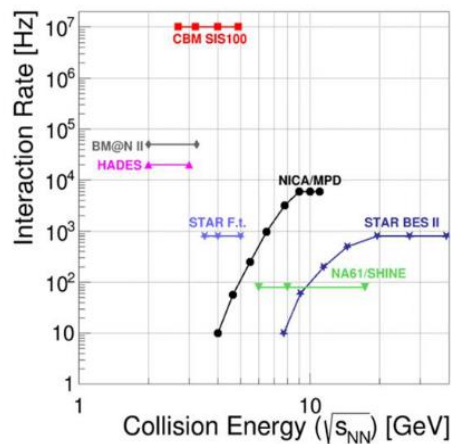


Fig. 1. Interaction rate and center-of-mass energy of the existing and future heavy-ion facilities [2].

The CIS100 accelerator will be able to deliver continuous beams of the heavy and light ions with energies up to  $14A$  GeV for  $Z/A = 1/2$  ions and  $10A$  GeV for Au ions [1]. Beam energy scans are foreseen as a part of the experimental program of the CBM collaboration.

To achieve the challenging requirements of the CBM experiment, the state of the art particle detection systems are being developed and tested. The common features of the CBM detectors are high rate capability, free-streaming readout, dense granularity, and ample radiation tolerance. The CBM experimental setup is shown in Fig. 2.

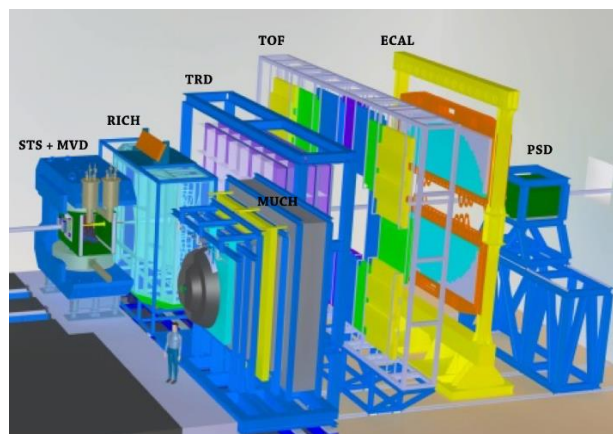


Fig. 2. The CBM experimental setup.

The closest to the target is the Micro Vertex Detector (MVD), a set of four monolithic active pixel sensors. It is dedicated to the precise reconstruction of the interaction point. The next detector is the Silicon Tracking System (STS); its sensitive volume is populated by about one thousand of  $300 \mu\text{m}$  thick double-sided double metal microstrip silicon sensors. Both MVD and STS are placed inside the 1Tm dipole magnet.

The Ring Image Cherenkov detector (RICH) is located further downstream in the so-called electron configuration of the CBM set up. Alternatively, it can be exchanged by the Muon Chamber (MuCh) detector. The Transition Radiation Detector (TRD) is used for the tracking and particle identification (mainly pion suppression) via the specific energy losses. Additionally, the Time of Flight (TOF) detector is used mainly for the hadron and light nuclei discrimination. In the rare part of the setup, there are two calorimeters: Electromagnetic Calorimeter (ECAL) to detect photons and electrons and Projectile Spectator Detector (PSD) as a zero-degree calorimeter to register the ion fragments [2].

The data acquisition system of the CBM experiment features the free-stream data collection with the full online reconstruction of the events. Such an approach is been motivated by the complex topologies of the CBM events; thus the full information about an event needs to be provided for the selection and decision making.

According to the actual timeline, CBM will receive the first beams in 2025. This presentation covers the current status of the development of the experimental setup including its detector subsystems, software for the reconstruction and analysis, and also prospects for future physical studies.

1. P. Senger (for the CBM Collaboration). *Phys. Scripta* 95(7) (2020) 074003.
2. T. Ablyazimov et al. (fo the CBM Collaboration). *Eur. Phys. J. A* 53(3) (2017) 60.



**СПОНТАННИЙ ПОДВІЙНИЙ АЛЬФА-РОЗПАД:  
ПЕРШЕ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ОБМЕЖЕННЯ ТА ПЕРСПЕКТИВИ ДОСЛІДЖЕНЬ**

**В. І. Третяк**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Ядерні розпади з одночасним випромінюванням двох альфа-частинок енергетично можливі для ряду нуклідів. Обговорюються перспективи пошуку такого розпаду для нуклідів, присутніх у природному ізотопному складі елементів. Отримано перше експериментальне обмеження на період напіврозпаду для  $2\alpha$  розпаду  $^{209}\text{Bi}$   $T_{1/2} > 2,9 \cdot 10^{20}$  р. при 90 % довірчій імовірності, з використанням даних роботи [1]. Також наводяться теоретичні оцінки  $T_{1/2}$  для такого процесу. Ці значення знаходяться на рівні  $10^{33}$  і більше років, з чого можна зробити висновок, що перспективи експериментального спостереження  $2\alpha$  розпаду дуже песимістичні.

1. P. de Marcillac et al. Nature 422 (2003) 876.

## ВИСОКОВОЛЬТНІ ВАХ НРНТ МОНОКРИСТАЛІВ АЛМАЗУ

**Р. Ю. Чаплинський<sup>1</sup>, Е. Є. Петросян<sup>1</sup>, Т. В. Микитюк<sup>1</sup>,  
О. Г. Лисенко<sup>2</sup>, В. І. Грушко<sup>2</sup>, В. В. Лисаковський<sup>2</sup>, Є. І. Міцкевич<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup> Інститут надтвердих матеріалів ім. В. М. Бакуля НАН України, Київ, Україна

Завдяки високій радіаційній, температурній та хімічній стійкості алмаз – перспективний матеріал для виготовлення детекторів іонізуючого випромінювання. Існують два основних методи вирощування алмазів - метод температурного градієнту в умовах високих тисків та високих температур (НРНТ) та метод хімічного осадження з газової фази. Головною відмінністю між НРНТ та CVD алмазами є морфологія – CVD алмаз росте в одному напрямку, тоді як НРНТ алмаз росте в чотирнадцяти напрямках. Низький вміст домішок, можливість отримувати зразки великої площі та відносно низька собівартість надає деяку перевагу CVD алмазам порівняно з НРНТ алмазами. Однак незаперечним є той факт, що в якості затравочних кристалів при виробництві CVD алмазів використовують НРНТ алмази. Тобто очевидно, що CVD технології не забезпечують високу досконалість атомарної структури кристалів, що негативно впливає на їхні електрофізичні властивості. Метою роботи було експериментальне дослідження високовольтних ВАХ монокристалів алмазу, вирощених в різних ростових системах методом НРНТ та порівняння їх з ВАХ алмазів, вирощених методом CVD.

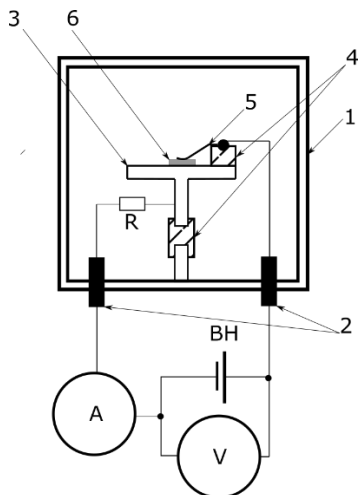


Рис. 1. Схематичне зображення експериментальної установки.

Для дослідження високовольтних ВАХ алмазних зразків зроблено експериментальну установку зображену на рис. 1. Корпус вимірювальної комірки розроблено на основі алюмінієвого криостату 1, який одночасно виконує роль електричного екрану та виключає попадання світла на алмазний зразок і відповідну появу струму викликаного фотоелектом на ньому. Напруга подавалася в криостат через високовольтні вводи 2 з струмами витoku менше 1 пА. Обидва електроди 3 та 5 вимірювальної комірки електрично роз'єднані з корпусом криостату втулкою з політетрафторетилену (ФР-4) 4 товщиною не менше 10 мм, яка забезпечує струми менше 1 пА при напрузі до 2500 В. Внутрішня частина криостату також вкрита шаром ФР-4 товщиною 0,5 мм. Досліджуваний зразок фіксувався за допомогою пружного електроду 5. В якості амперметра А використовувався пікоамперметр Keithley 460, в якості джерела високовольтної напруги ВН з вбудованим вольтметром V використовувався сцинтиляційний блок ORTEC 925 scint. Струм

обмежувався резистором 1 МОм ввімкненим послідовно з вимірювальною коміркою, розташований в середині криостатного блоку. Похибка вимірювання напруги становила < 10 В, а струму < 1 пА.

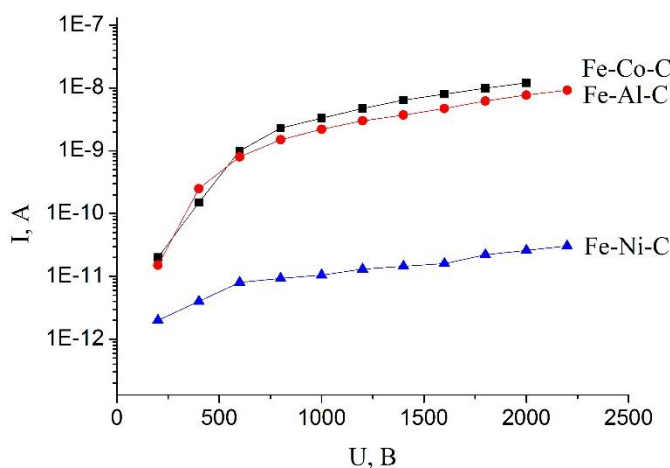


Рис. 2. ВАХ НРНТ алмазних пластин ростових систем Fe-Ni-C, Fe-Al-C та Fe-Co-C.

Алмазні зразки були виготовлені методом НРНТ за технологією ІНМ [1]. Перед вимірюваннями зразки були відшліфовані та хімічно очищені. Розмір зразків становив  $4 \times 4 \times 0,5 \text{ мм}^3$ .

На рис. 2, зображено отримані ВАХ алмазів, вирощених в ростових системах Fe-Ni-C, Fe-Al-C та Fe-Co-C. На ВАХ видно підвищені струми в алмазів системи Fe-Ni-C, Fe-Al-C порівняно з алмазом з системи Fe-Ni-C. Темновий струм вище 1 нА є основною причиною значного шуму в вимірювальному тракті детектора і тим самим робить неможливим пряме використання такого матеріалу в якості детекторів іонізуючих випромінювання. З ВАХ видно, що такі струми демонструють алмази з ростових систем Fe-Co-C та Fe-Al-C,

тобто вони не придатні для прямого використання в якості детекторів іонізуючого випромінювання. Проте при формуванні на поверхні алмазів діодної структури електродів можливість використання їх в якості детекторів слід досліджувати окремо.

З іншого боку алмази з ростової системи Fe-Co-C демонструють вкрай хороші темнові струми на рівні не більше  $2 \cdot 10^{-11}$  А у всьому діапазоні напруги до 2200 В. Це і також плавний хід ВАХ алмазів з ростової системи Fe-Ni-C. Робить їх найбільш придатними для прямого використання в якості детекторів іонізуючого випромінювання. Також слід зазначити відсутність пробіїв і значного підвищення струмів на приведених ВАХ до напруги 2200 В, в той час як комерційні алмази виготовлені за технологією CVD демонструють гірші абсолютні значення струму та значно вищі швидкості росту струмів з підвищенням напруги [2], що негативно впливає на шуми детекторів на їхній основі.

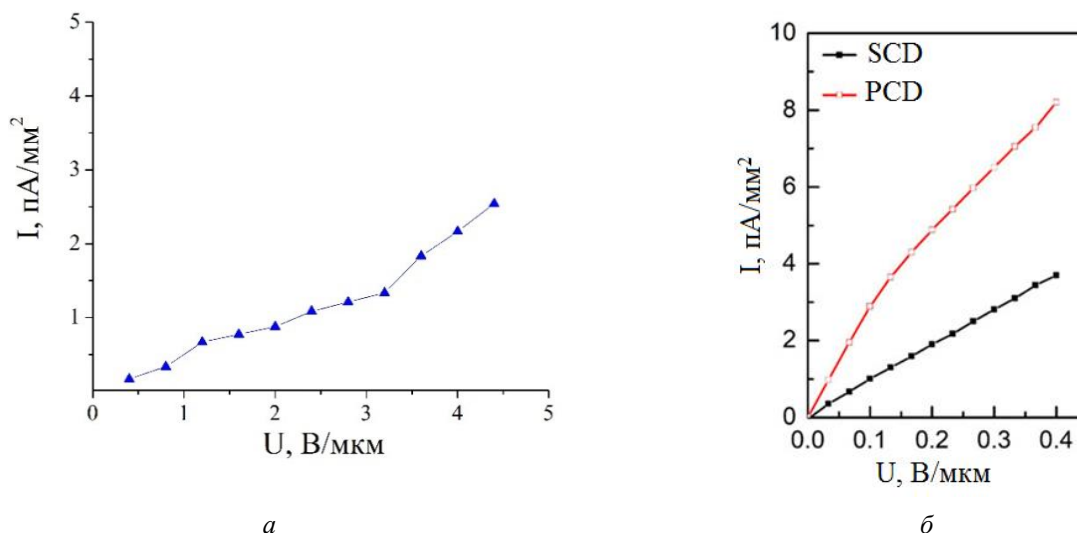


Рис. 3. Порівняння ВАХ НТНП та CVD алмазів. *a* – ВАХ алмазних пластин ростових систем Fe-Ni-C, *б* – ВАХ монокристалічного CVD алмазного зразка (SCD розмірами  $3 \times 3 \times 0,3$  мм<sup>3</sup>), полікристалічного CVD алмазного зразка (PCD розмірами  $5 \times 5 \times 0,3$  мм<sup>3</sup>) [2].

Розроблено установку та методику експрес дослідження високовольтних ВАХ алмазних зразків. Шляхом порівняння ВАХ CVD алмазів [2] та алмазів вирощених методом НРНТ показано, що останні забезпечують кращі електричні характеристики. Установлено, що завдяки низькому рівню темнових струмів, НРНТ алмази, вирощені в ростовій системі Fe-Ni-C, є найбільш придатними для застосування в електроніці і зокрема для виготовлення детекторів іонізуючого випромінювання.

У подальшому планується дослідити методи формування електродних структур на поверхні алмазних підкладок та відгуку алмазних пластин на іонізуюче випромінювання.

1. С.А. Иваненко, Н.В. Новиков. Выращивание крупных монокристаллов алмаза в области термодинамической стабильности. В кн.: *Сверхтвердые материалы. Получение и применение*: монография в 6 т. Под ред. Н.В. Новикова. Т. 1. Синтез алмаза и подобных материалов. Гл. 6 (Киев: ИСМ им. В. Н. Бакуля НАН Украины, 2003) с. 179.
2. Jiawei Liu et al. Design, fabrication and testing of CVD diamond detectors with high performance. *AIP Advances* 9 (2019) 045205.

# OBSERVATION OF THE INFLUENCE OF AN ELECTROMAGNETIC FIELD ON A RADIOACTIVE DECAY RATE

V. A. Yatsyshyn<sup>1</sup>, A. D. Skorburn<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratory "Proton 23", Vyshneve, Kyiv-Svyatoshyn district, Ukraine

<sup>2</sup> Institute for Safety Problems of Nuclear Power Plants of the NAS of Ukraine, Chornobyl, Ukraine

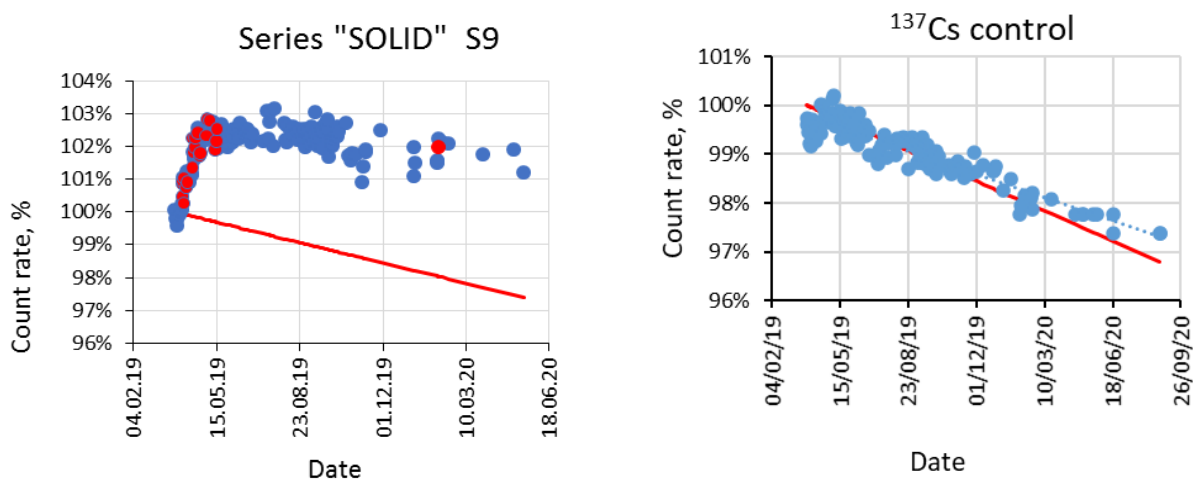
This report presents the results of an experiment intended to look for the effect of the influence of an external electromagnetic field on the rate of radioactive decay. The factor itself (in this case, the pulsed electromagnetic field), as well as the modes of its action, will be called the driver. Usually, the influence of such drivers can lead both to increase and to lowering of the count rate. The reasons are not recognized enough. The peculiarity of the presented results is that a stable and reproducible effect of changing the count rate under the action of the driver was achieved. This paper analyzes the situation when there was increasing and stable maintenance of the count rate at an elevated level for at least a year. The increasing count rate means accelerating the process of radioactive decay.

In [1, 2] we showed, that after driver action there are changes in statistics of radioactive decay. The main task of this work is to demonstrate that under the action of an external pulsed electromagnetic field a change (increase) in the count rate is reliably observed, which means a change in the half-life, i.e., that  $T_{1/2}$  ceases to be a constant.

Samples in the form of ordinary soil with radioactive  $^{137}\text{Cs}$  were studied. The driver is a coil of the special construction. The power consumption was about 80 Wt. The scheme of experiments was as follows. After treatment by the driver, possibly repeatedly, the intensity of gamma radiation (count rate) from this sample was measured.

The main task of this work is to demonstrate that under the action of an external pulsed electromagnetic field a change (increase) in the count rate is reliably observed, which means a change in the half-life, i.e., that  $T_{1/2}$  ceases to be a constant. The result is presented in Figure. This Figure shows the change in the count rate from this sample over time. Since the controlled signal belongs to  $^{137}\text{Cs}$  ( $^{137\text{m}}\text{Ba}$ ), the graph also shows the theoretical dependence of the change in signal intensity over time for a half-life of 30.17 yr. As can be seen, there is, albeit small (up to 3 %), an increase in the count rate. This increase is significantly different from the expected decline (see the theoretical curve in Figure) and is far beyond the scatter of values. Control measurements are the measurements of another sample on the same spectrometer at the same time.

As for the budget of result uncertainties, the uncertainty consists of the following two main components.



Left: dependence of gamma radiation intensity of controlled samples in time.  $^{137}\text{Cs}$  after the driver action.

Red dots are the moments of the driver action. Right: control measurements without a driver action.

1) Scattering due to natural fluctuations of radioactive decay. 2) Because the measurements were performed during the year, the spectrometer was used to measure different samples. Although the samples were packed in special cuvettes, there is uncertainty due to the inaccurate placement of the sample in the spectrometer. This error cannot exceed the scatter of the results on the experimental graph. The dispersion of dots in the control graph also can be a measure of uncertainty of the results.

In the considered experiments the rise in the intensity of gamma radiation after the action of the driver is observed. This means that an accelerated number of nuclei are involved in this process in time. Such growth cannot be infinite, because with accelerated decay, sooner or later all nuclei will decay, and the radiation intensity must decrease sharply. Therefore, with accelerated decay, the change in intensity over time should take the form of a curve with a maximum.

Next, we show that the decay process has become non-stationary: increase or the raised value of the count rate compared to the theoretical curve means decay with acceleration compared to the theoretical exponential decay. From this at least it follows that the decay mechanism for these nuclei has fundamentally changed and ceased to be random (otherwise the exponential decline would have persisted). It is no longer determined by the constancy of the probability of decay, as before, but by the constancy of the number of nuclei involved in this process.

It should be explicitly emphasized that under the action of the driver, the nucleus should go into a more excited state in terms of its internal dynamics. At the same time, relaxation times in months and years are observed in the experiment. It is impossible to imagine intranuclear processes with such a relaxation time within the framework of the droplet model. Therefore, the conclusion is that the nuclear system is involved in this process.

From Figure we can estimate, comparing the squares under experimental and theoretical curves, that with the observed increase in the rate of counting by only 3 %, the number of decays for almost a year was increased by about 2.4 times compared to the standard decay rate.

### Conclusions

1. In the experiment, an increase in the decay rate under the action of an external factor – a pulsed electromagnetic field – was observed.

2. The sample (the nuclei system as a whole) was excited. The relaxation rates of the excited state observed in the experiment have a characteristic time from months to years. Therefore, the state of such a system already must depend on both intranuclear excitations and the interaction between excited nuclei and can last much longer.

3. The results obtained are best described in the assumption that only a limited number of nuclei are involved in the process. This process can be described consistently, assuming that under the influence of external impact only part of the nuclei goes into a metastable (isomeric) state.

4. The obtained results are consistent in general with the theory that radioactive nuclei are not independent but are in the so-called correlated states [1 - 6], and the decay process is determined by the relationship between the nuclei.

1. S.V. Adamenko et al. Progress in Physics 16(1) (2020) 62.
2. S.V. Adamenko et al. Progress in Physics 16(1) (2020) 67.
3. *Controlled Nucleosynthesis. Breakthroughs in Experiment and Theory*. S.V. Adamenko, F. Selleri, A. van der Merwe (eds.). (Berlin: Springer, 2007) 785 p.
4. S.V. Adamenko et al. Zh. Tekh. Fiz. 80(5) (2010) 23.
5. S.V. Adamenko et al. ZhETF 141(2) (2012) 276.
6. V.I. Vysotskii. International Journal of Unconventional Science 5(17-18) (2017) 18.

МОДЕЛЬ РЕАКТИВІСНОЇ АВАРІЇ РБМК-1000

**В. І. Борисенко, В. В. Горанчук**

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

Представлено результати моделювання реактивісної аварії, внаслідок розвитку якої 26.04.1986 р. було зруйновано РБМК-1000 енергоблока № 4 Чорнобильської АЕС. Дослідженню фізичних причин Чорнобильської аварії присвячена значна кількість наукових публікацій. Однак, на деякі питання обґрунтовані відповіді ще не отримано. Наприклад, це стосується таких питань:

- 1) як впливає на хід реактивісної аварії час спрацювання аварійного захисту АЗ-5?
- 2) зростання потужності реактора відбувалося на миттєвих нейтронах, або достатньо було і нейтронів, що запізнюються?
- 3) як впливають на хід реактивісної аварії початкові умові, щодо потужності реактора, температури та тиску теплоносія?

Для відповіді на поставлені питання було розроблено динамічну модель РБМК-1000 на основі рівнянь кінетики ядерного реактора з урахуванням зміни реактивності реактора. Реактивність реактора змінюється внаслідок як зовнішнього впливу: переміщення органів регулювання; зміна температури (густини) теплоносія на вході в реактор, так і внаслідок дії зворотних зв'язків за параметрами активної зони: температура палива, температура теплоносія, концентрація  $^{135}\text{Xe}$  та інші параметри. Аналогічний підхід застосовано для досліджень перехідних процесів зі спрацюванням прискореного попереджувального захисту на ВВЕР-1000, та підтверджено коректність динамічної моделі [1].

За основу розробки динамічної моделі РБМК-1000 взято модель [2] на базі якої визначено нейтронно-фізичні характеристики (НФХ) основних типів уран-графітових реакторів АМ-1, АМБ-100, АМБ-200 і ЕГП-6, промислових уран-графітових реакторів (ПУГР), а також РБМК. На рис. 1. представлено залежність зміни реактивності реактора РБМК-1000 від густини теплоносія (паровий ефект) яка отримана на моделі [2], яка добре узгоджується з результатами, отриманими після аварії Генеральним конструктором РБМК [3].

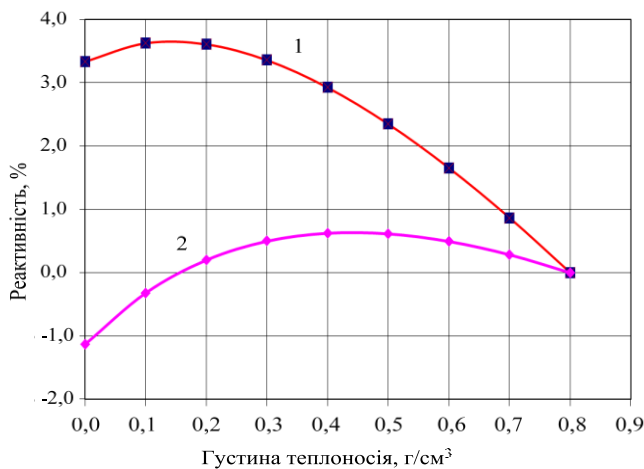


Рис. 1. Залежність реактивності від густини теплоносія [1]: 1 – залежність при збагаченні палива 1,15 %; 2 – залежність при збагаченні палива 2 %.

Вихідні дані для розрахунку точкової моделі реактора [1], отримані «усередненням» параметрів полікомірки РБМК, що складається з 16 паливних каналів, одного каналу ОР СУЗ і одного каналу додаткового поглинача (ДП). ДП застосовують для компенсації надлишкової реактивності при проектному збагаченні палива в ТВЗ (~2,0 %) і до переходу на режим стаціонарних перевантажень (~ 1,0 %).

Представлена модель реактивісної аварії на ЧАЕС-4, на відміну від розглянутих раніше, дає змогу оперативно дослідити вплив на зміну нейтронної потужності реактора різних вихідних даних – значень температурного коефіцієнта реактивності (ТКР), величини «кінцевого ефекту», зовнішніх впливів і часу їхнього прояву.

На хід перебігу аварійного процесу 26.04.1986 на РБМК-1000 ЧАЕС-4 істотно впливають:

- час формування АЗ-5;
- низький тиск у барабан-сепараторі (БС) напередодні аварії 6,3 МПа, (проектний – 7,0 МПа), що міг призвести поряд з «високою» температурою ~ 280 °С на вході в головний циркуляційний насос

(ГЦН) (проектна – 270 °С) до більш раннього прояву позитивного зворотного зв'язку за рахунок утворення пари в нижній частині технологічного каналу.

Модель, «враховує» такі зовнішні впливи, що відповідають реальній хронології аварії [3]:

- 0,0 с – закриття стопорних клапанів турбіни і початок вибігу ГЦН;
- 6,6 с – підключення живлення ГЦН до вибігаючого турбогенератора (ТГ);
- 36,0 с – натискання кнопки АЗ-5 і введення ОР СУЗ ефективністю  $\Delta\rho_{\text{СУЗ}}$  в активну зону зі швидкістю 40 см/с;
- 6,6 - 42,0 с – зменшення витрати теплоносія за рахунок зменшення обертів ГЦН, що підключені до вибігаючого ТГ, з 1,0 до 0,75 номінальної витрати теплоносія через ГЦН, внаслідок чого в активній зоні збільшується температура теплоносія (зменшується густина).

Зафіксовані падіння витрати теплоносія через реактор на ~40% за ГЦН, підключених до надійного живлення, і до 0 м<sup>3</sup>/г за ГЦН, підключених до вибігаючого ТГ на 43 с аварійного процесу (після закриття СК ТГ) [3], призвели до зменшення витрати теплоносія через реактор до 18000 м<sup>3</sup>/г.

На рис. 2 і 3 представлено результати зміни нейтронної потужності, реактивності і її складових при:

- значеннях ТКР за температурою теплоносія  $+1,76 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ ; за температурою палива  $-0,8 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ ;
- ефективність «кінцевого» ефекту ОР СУЗ  $+0,1 \beta$ ;
- зменшення витрати теплоносія через реактор на 43 с до 18000 м<sup>3</sup>/г.

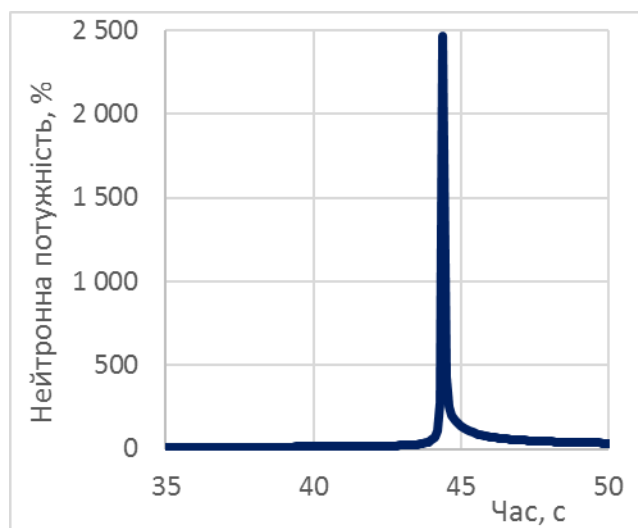


Рис. 2. Зміна нейтронної потужності реактора.

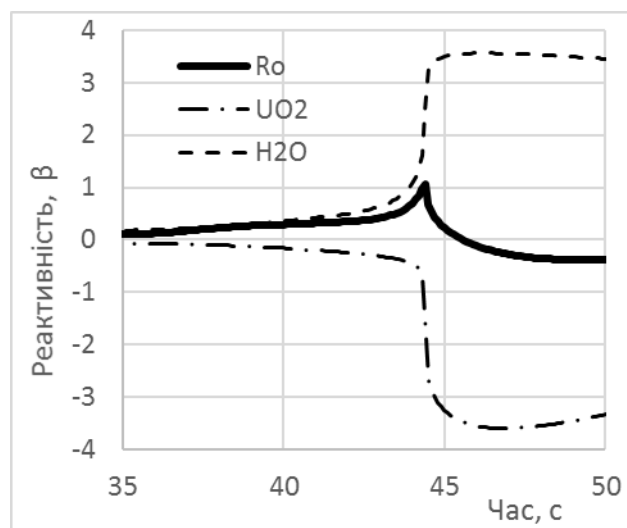


Рис. 3. Зміна інтегральної реактивності (Ro) і її складових від ефектів реактивності за температурою палива (UO<sub>2</sub>), і температурою теплоносія (H<sub>2</sub>O).

На хід перебігу аварійного процесу 26.04.1986 на РБМК-1000 ЧАЕС-4 істотно впливають:

- час формування АЗ-5;
- низький тиск у барабан-сепараторі (БС) напередодні аварії 6,3 МПа, (проектний – 7,0 МПа), що міг призвести поряд з «високою» температурою ~ 280 °С на вході в головний циркуляційний насос (ГЦН) (проектна – 270 °С) до більш раннього прояву позитивного зворотного зв'язку за рахунок утворення пари в нижній частині технологічного каналу.

1. В.И. Борисенко, В.В. Горанчук. Определение консервативных параметров модели реактора для исследования переходных режимов работы ВВЭР-1000. Проблемы безопасности атомных электростанций и Чернобыля 20 (2013) 28.
2. В.И. Борисенко. О ядерной безопасности уран-графитовых реакторов. Проблемы безопасности атомных электростанций и Чернобыля 26 (2016) 15.
3. В.И. Борисенко, В.В. Горанчук. Модель реактивності аварії РБМК-1000 енергоблока № 4 Чорнобильської АЕС. Ядерна енергетика та довілля 2(21) (2021) 39.

## РЕЗУЛЬТАТИ ВИКОНАННЯ І ЕТАПУ ПРОГРАМИ МОДЕРНІЗАЦІЇ ОДНОРЯДНИХ КОНТЕЙНЕРНИХ ЗБІРОК НА ЕНЕРГОБЛОЦІ № 1 ЮУАЕС

**О. В. Гриценко, В. Л. Дем'яохін, О. М. Пугач, О. Г. Васильєва, С. М. Пугач, В. М. Буканов**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

З метою забезпечення матеріалознавського супроводу безпечної експлуатації корпусу реактора (КР) енергоблока № 1 ЮУАЕС у понадпроектний період розроблена й прийнята до виконання «Робочая программа модернизации однорядных облучаемых контейнерных сборок с образцами-свидетелями металла корпуса реактора энергоблока № 1 ОП ЮУАЭС ПМ.1.0019.0073» [1]. Суть модернізації однорядних контейнерних збірок (КЗ) полягає у тому, що для прискореного опромінення та вирівнювання значень сумарних флюенсів нейтронів з  $E_n > 0,5$  MeV контейнери зі зразками-свідками (ЗС) переміщуються на рівень нижнього ряду штатної дворядної КЗ і повертаються на  $180^\circ$  (рис. 1).

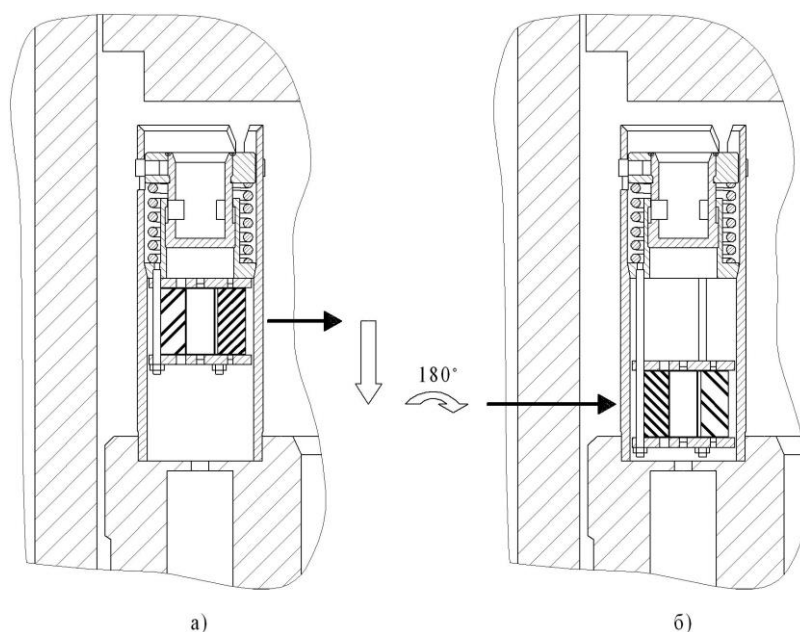


Рис. 1. Схема модернізації однорядної КЗ: а – розміщення контейнерів зі ЗС у реакторі до модернізації; б – розміщення контейнерів зі ЗС цієї ж КЗ у реакторі після модернізації.

Робочою програмою ПМ.1.0019.0073 передбачено три етапи модернізації однорядних КЗ зі ЗС металу КР енергоблока № 1 ЮУАЕС. Наразі успішно завершено перший етап – виконано всі роботи, пов'язані зі збіркою 5Л2.

Для уточнення базової схеми модернізації однорядних збірок [1] на підставі експериментальних даних про умови опромінення ЗС штатної програми в реакторі енергоблока № 1 ЮУАЕС був виконаний дозиметричний експеримент [2, 3].

Штатну КЗ 5Л2 зі ЗС металу шва було вивантажено з реактора після закінчення 28-ї паливної кампанії (рис. 2), модернізовано та завантажено в реактор після 29-ї кампанії на місце штатної збірки 1Л5. При цьому з метою забезпечення максимально швидкого опромінення ЗС було додатково зміщено у напрямку активної зони на 15 мм, а контейнери з метою вирівнювання флюенсів по висоті зразків перевернуто кришками донизу.

Після закінчення 35-ї паливної кампанії з реактора ВВЕР-1000 енергоблока №1 ЮУАЕС була вивантажена й доставлена в ІЯД НАН України модернізована КЗ 5Л2 (рис. 3).

Після розбирання модернізованої збірки 5Л2 у «гарячих» камерах та вилучення ЗС з контейнерів, за спеціальною методикою, яка дає змогу оцінити та врахувати похибки, визначено з урахуванням результатів дозиметричного експерименту накопичені зразками флюенси швидких нейтронів [4]. На



базі отриманої інформації виконано випробування ЗС та обґрунтовано нове значення флюенсу, що може бути безпечно з точки зору радіаційного окригчування накопичено металом шва № 3 КР енергоблока №1 ЮУАЕС. Означений флюенс нейтронів з  $E_n > 0,5 \text{ MeV}$  дорівнює  $4,34 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$  і за попередніми оцінками буде накопичено корпусом протягом 51-ї паливної кампанії. Раніш обґрунтований флюенс дорівнює  $3,33 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$  і буде накопичено протягом 39-ї кампанії. Нагадаємо, що на енергоблоці №1 ЮУАЕС нещодавно завершилася 36-а паливна кампанія.

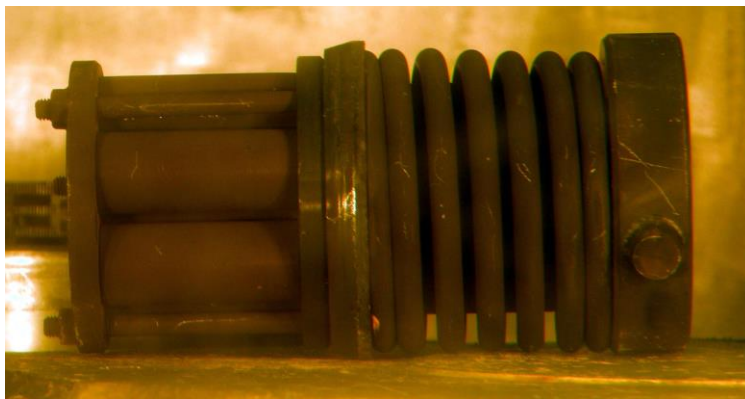


Рис. 2. Штатна К3 5Л2 зі ЗС металу шва КР енергоблока № 1 ЮУАЕС.

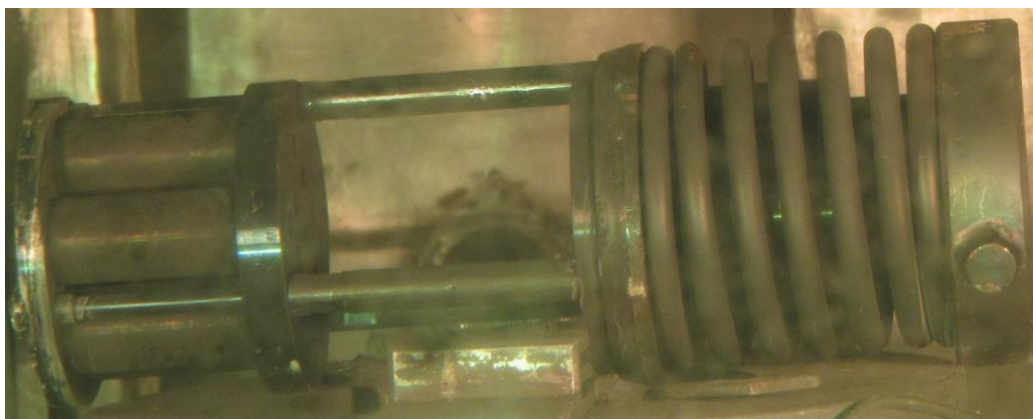


Рис. 3. Модернізована К3 5Л2 зі ЗС металу шва КР енергоблока № 1 ЮУАЕС.

Таким чином, отримано практичне підтвердження дієздатності розробленої спеціалістами ІЯД НАН України схеми модернізації однорядних КЗ, що викладена у Робочій програмі [1].

1. Рабочая программа модернизации однорядных облучаемых контейнерных сборок с образцами-свидетелями металла корпуса реактора энергоблока № 1 ОП ЮУАЭС ПМ.1.0019.0073. (ОП ЮУАЭС, 2012) 22 с.
2. Реализация комплекса работ по модернизации однорядных контейнерных сборок с образцами-свидетелями металла корпуса реактора энергоблока № 1 ОП ЮУАЭС: отчет по этапу № 8, инв. № 340/38-194/ Ин-т ядерных исслед. НАН Украины. (Киев, 2016) 43 с.
3. Реализация комплекса работ по модернизации однорядных контейнерных сборок с образцами-свидетелями металла корпуса реактора энергоблока № 1 ОП ЮУАЭС: отчет по этапу № 9, инв. № 340/38-201/ Ин-т ядерных исслед. НАН Украины. (Киев, 2016) 25 с.
4. Випробування зразків-свідків модернізованої збірки 5Л2 металу КР енергоблока № 1 ВП ЮУАЕС: звіт за етапом № 3, інв. № 340/38-351/ Ін-т ядерних дослід. НАН України. (Київ, 2021) 33 с.

# ПЕРСПЕКТИВИ АТОМНОЇ ЕНЕРГЕТИКИ В УКРАЇНІ

**І. П. Дрозд**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Представлено аналітичний огляд стану атомної енергетики в Україні у контексті впливу на довкілля та необхідності декарбонізації промисловості та енергетики.

Відомо, що частка атомної енергетики в енергетичному секторі України наразі становить близько 50 % і це зберігатиметься, принаймні, до 2030 року, згідно з «Енергетичною стратегією України до 2035 року». Постає питання: а що далі?

Наразі у суспільстві точиться дискусія: бути чи на бути атомній енергетиці в Україні?

Перерахуємо «за» і «проти», що наводяться різними фахівцями у цій галузі та їхніми опонентами.

Отже, переваги і недоліки атомної енергетики [1].

Переваги:

- висока щільність енергії;
- електроенергія значно дешевша, ніж та, що генерується на електростанціях, що використовують викопне органічне паливо;
- АЕС викидають суттєво менше парникових газів, ніж електростанції, що працюють на викопному органічному паливі;
- потрібно мало палива;
- АЕС утворюють мало фізичних обсягів відходів;
- технології АЕС неперервно удосконалюються, а значить, зростає рівень безпеки.

Недоліки:

- уран - невідновлюваний ресурс;
- видобуток урану – процес, шкідливий для людей та довкілля;
- дуже агресивні (радіоактивні) відходи, проблема переробки та захоронення яких в Україні досі не вирішена;
- надзвичайно велика небезпека для людей та довкілля у випадку великих аварій на ядерних енергоблоках (приклади – Чорнобиль, Фукусіма тощо);
- можливе використання реакторів АЕС для напрацювання збройного плутонію тощо.

Таким чином, атомна енергетика, це дволикий Янус і може бути дуже небезпечною, завдаючи неоправної шкоди людині та довкіллю.

Насправді проведений аналіз переваг і недоліків атомної енергетики нівелює її переваги і вимушує визнати, що недоліки є дуже серйозними.

Перший серйозний удар по міфу про безпеку атомної енергетики завдав у 2006 р. німецький еколог Герд Розенкранц [2]. Невдовзі до аналізу цієї проблеми підключились інші фахівці [3].

Отже, почнемо з міфу про “дешевизну” атомної електроенергії.

Дійсно, експерти стверджують, що 1 кВт електроенергії, виробленої на АЕС коштує близько 50 коп, ТЕС – наближається до 1,83 грн, а найдорожче обходиться «зелена» енергетика. Розберемося, в чому суть.

По-перше, Діючі в Україні АЕС (за виключенням 2-х блоків) будувалися ще при Радянському Союзі, тому капітальні витрати на їхнє будівництво в тарифі не враховуються, чого неможливо уникнути при будівництві нових блоків, а це складає в інших країнах ліву частку у тарифі на електроенергію.

По-друге. Тариф АЕС наразі включає витрати на закупівлю свіжого та вивіз відпрацьованого ядерного палива; витрати на оплату праці, витрати на проведення ремонтів енергоблоків; експлуатаційні витрати, кошти для сплати необхідних податків та зборів до бюджетів усіх рівнів, заходи з підвищення безпеки тощо. При цьому не враховуються кошти на утилізацію радіоактивних відходів, захоронення відпрацьованого ядерного палива, на усунення наслідків ймовірних аварій.

Крім цього, рівень безпеки українських АЕС є недостатньо високий. Термін експлуатації більшості діючих блоків наближається до закінчення (таблиця). У найближчі 10 років закінчуються терміни експлуатації 9 з 15 українських атомних енергоблоків. І це враховуючи те, що терміни експлуатації 12 реакторів вже і так були значно подовжені. Відповідно до Енергетичної стратегії України до

2035 р. – базового державного документа, який визначає пріоритетні напрямки розвитку в енергетиці, термін експлуатації енергоблоків АЕС можна подовжувати до 50-ти років, незважаючи на те, що вони були спроектовані лише на 30. Не згадується публічно вартість продовження експлуатації, не кажучи вже про безпечність таких заходів. Адже не є таємницею такі поняття, як радіаційна «втомлюваність» конструкційних матеріалів, корозія металевих конструкцій та утворення в них тріщин. Навряд, чи варто все це ігнорувати, незважаючи на так звану «негайну політичну та економічну доцільність».

#### Деякі характеристики АЕС України

Назва АЕС	№ енергоблоку	Електрична потужність, МВт	Дата введення в експлуатацію	Проектна дата закінчення терміну експлуатації
Запорізька	1	1000	10.12.1984	23.12.2015
	2	1000	22.07.1985	19.02.2016
	3	1000	10.12.1986	05.03.2017
	4	1000	18.12.1987	04.04.2018
	5	1000	14.08.1989	27.05.2020
	6	1000	19.10.1995	21.10.2026
Південноукраїнська	1	1000	31.12.1982	02.12.2013
	2	1000	09.01.1985	12.05.2015
	3	1000	20.09.1989	10.02.2020
Рівненська	1	420	22.12.1980	22.12.2010
	2	415	22.12.1981	22.12.2011
	3	1000	21.12.1986	11.12.2007
	4	1000	10.10.2004	07.06.2035
Хмельницька	1	1000	22.12.1987	13.12.2018
	2	1000	07.08.2004	07.09.2035

Крім цього, процес підготовки та подовження терміну експлуатації енергоблоків АЕС є досить тривалим і витратним. Так, для 1 блока потужністю 1 ГВт така цифра коштуватиметься в межах 4 - 6 млрд грн, що може підвищити тарифи щонайменше на 80 %. Для порівняння, за таку суму можна з нуля побудувати близько 0,9 ГВт «зеленої» генерації, для використання якої, не потрібно буде в майбутньому купувати паливо, платити за його доставку, переробку, зберігання та утилізацію.

До речі, «зелена» енергетика в Україні наразі розвивається випереджаючими темпами, що вже призводить до конфлікту з атомною енергетикою і нам відомі причини цього, основними з яких є нестабільність «зеленого» генерування та неготовність наявної електроенергетичної інфраструктури для транспортування «надлишкової» енергії.

Відомий також шлях вирішення цієї проблеми: це розвиток в Україні «водневої» енергетики, що наразі, на жаль, не спостерігається, до цих пір не прийнята дорожня карта розвитку «водневої» енергетики, хоча проект такої існує [4]. Водночас цим необхідно терміново займатися, оскільки Україна прагне до членства в ЄС, де взяли курс на декарбонізацію усіх важливих галузей: промисловості, енергетики, транспорту ЖКГ тощо.

Отже, атомна енергетика в Україні як з екологічної, так і з економічної точки зору далекої перспективи не має.

1. <https://uk.warbletoncouncil.org/ventajas-desventajas-energia-nuclear-16161>.
2. Герд Розенкранц. *Ядерна енергія: міф і реальність*. Пер. з нім. І видання (Берлін: Видавництво Генріха Бюлля, 2006) 29 с.
3. В. Сливяк и др. *Мифы об атомной энергии. Почему развитие атомной энергетики ведет нас в тупик*. Пер. с нем. Под. ред. В. Сливяк (Берлін: Изд-во Фонда им. Генриха Белля, 2010) 232 с.
4. Проект Дорожньої карти для виробництва та використання водню в Україні. 2021. 99 с. [https://unece.org/sites/default/files/2021-03/Hydrogen%20Roadmap%20Draft%20Report\\_UKR%20March%202021.pdf](https://unece.org/sites/default/files/2021-03/Hydrogen%20Roadmap%20Draft%20Report_UKR%20March%202021.pdf)

## ОЦІНКА ПОТУЖНОСТІ ДОЗИ ГАММА-ВИПРОМІНЮВАННЯ БІЛЯ ВНУТРІШНЬОЇ ПОВЕРХНІ ВИГОРОДКИ ВВЕР-1000 ПРИ ВИКОНАННІ ВИМІРЮВАНЬ ЇЇ ГЕОМЕТРІЇ

**В. В. Ількович**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

У рамках впровадження на АЕС вимірювального комплексу (ВК) для визначення внутрішніх розмірів вигорідки реактора ВВЕР-1000 необхідно визначити дозове навантаження на елементи ВК при виконанні робіт.

Під час виконання вимірювань мінімальна відстань від вимірювальних головок ВК до внутрішньої поверхні вигорідки становить 10 мм. Умови виконання вимірювань такі:

- 1) енергоблок перебуває в ремонті;
- 2) паливо вивантажено з реактора;
- 3) шахту і вигорідку встановлено всередині корпусу реактора в штатному положенні;
- 4) корпус реактора заповнений робочим середовищем;
- 5) робоче середовище в корпусі реактора – водний розчин борної кислоти з концентрацією від  $16 \text{ г/дм}^3$  до  $20 \text{ г/дм}^3$  при температурі від  $20 \text{ }^\circ\text{C}$  до  $45 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Радіаційна небезпека для елементів ВК визначається наведеною радіоактивністю за рахунок активації матеріалів, в першу чергу, вигорідки і шахти внутрішньокорпусної. Наведена активність утворюється за рахунок інтенсивних потоків нейтронного випромінювання з активної зони реактора.

З метою отримання інформації щодо дозового навантаження на елементи ВК, при виконанні вимірювань геометрії вигорідки, за допомогою розробленої на основі методу Монте-Карло програми Serpent [1] проведено спеціальні розрахункові дослідження.

На першому етапі розроблено модель активної зони 30-ї паливної кампанії енергоблока № 4 ВП ЗАЕС (рис. 1). Це «змішана» активна зона зі значною частиною тепловиділяючих збірок компанії «Вестінгауз», які останнім часом дедалі частіше формуються на АЕС. Для істотного скорочення часу виконання робіт активну зону змодельовано в двовимірній геометрії для найбільш енергонапруженого шару, але в усьому іншому – детально, практично без гомогенізації і припущень.

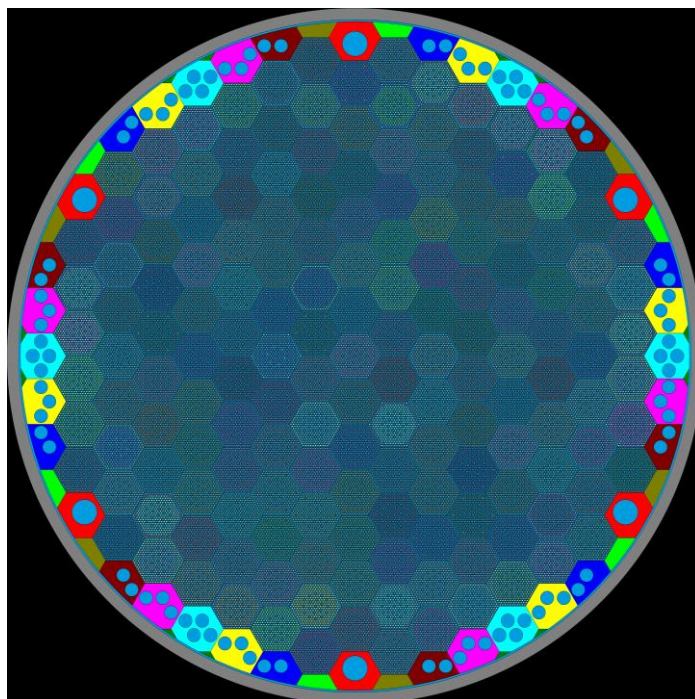


Рис. 1. Модель активної зони 30-ї паливної кампанії енергоблока № 4 ВП ЗАЕС, а також розбитої на ділянки вигорідки і шахти внутрішньокорпусної.

Далі розроблену модель було використано для розрахунку просторового розподілу продуктів активації матеріалів вигорідки і шахти внутрішньокорпусної. При цьому для отримання азимутального розподілу нуклідів вигорідку було розбито на ділянки, які на рис. 1 наведено різним кольором.

На другому етапі для прогнозування активності матеріалів вигородки і шахти в майбутньому, було аналітично виконано екстраполяцію напрацьованих радіоактивних нуклідів на 30 паливних кампаній.

На третьому етапі для програми Serpent розроблено модель (рис. 2) без тепловиділяючих збірок і з детекторами на відстані 10 мм від внутрішньої поверхні вигородки навпроти кожної грані для сектора симетрії 60°. На рис. 2 ці детектори пронумеровано від 1 до 15. За допомогою даної моделі в цих детекторах було розраховано потужність поглиненої дози гамма-випромінювання в воді на рівні максимального дозового навантаження на елементи ВК від вигородки і шахти. Результати цих розрахунків наведено в таблиці.

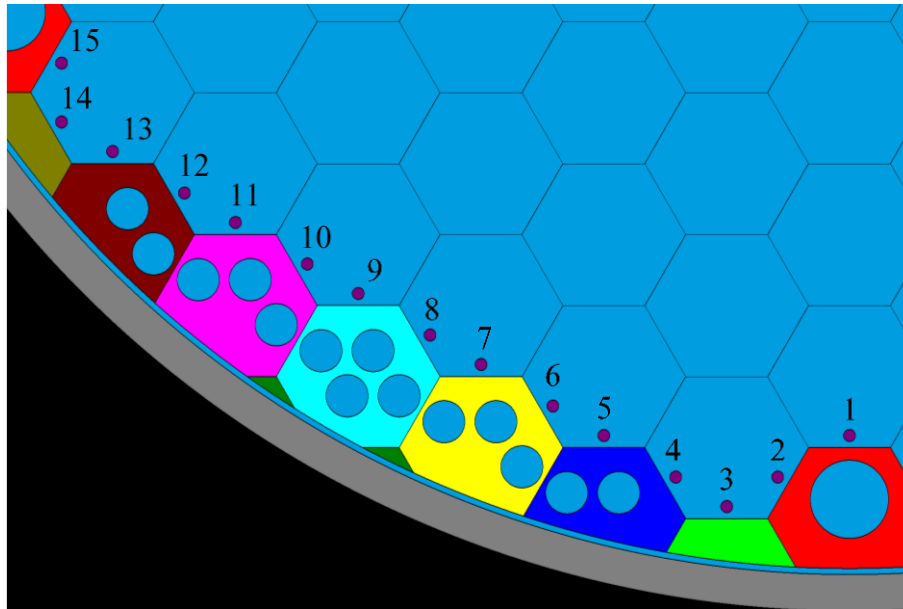


Рис. 2. Модель для оцінки потужності поглиненої дози в воді від гамма-випромінювання на рівні максимального дозового навантаження на елементи ВК від вигородки і шахти внутрішньокорпусної.

**Оцінка потужності поглиненої дози гамма-випромінювання у воді на рівні максимального дозового навантаження на елементи ВК від вигородки і шахти внутрішньокорпусної, Гр/год**

Номер детектора	Час після зупинки реактора, діб					
	0	20	40	60	80	100
1	5.1E+03	1.8E+02	1.5E+02	1.3E+02	1.1E+02	9.4E+01
2	6.1E+03	2.3E+02	1.9E+02	1.6E+02	1.4E+02	1.2E+02
3	5.1E+03	2.2E+02	1.8E+02	1.6E+02	1.3E+02	1.1E+02
4	6.7E+03	2.6E+02	2.1E+02	1.8E+02	1.5E+02	1.3E+02
5	7.7E+03	2.8E+02	2.3E+02	1.9E+02	1.7E+02	1.4E+02
6	8.5E+03	3.0E+02	2.5E+02	2.1E+02	1.8E+02	1.5E+02
7	9.2E+03	3.1E+02	2.6E+02	2.1E+02	1.8E+02	1.6E+02
8	9.7E+03	3.2E+02	2.6E+02	2.2E+02	1.9E+02	1.6E+02
9	9.6E+03	3.2E+02	2.6E+02	2.2E+02	1.9E+02	1.6E+02
10	9.0E+03	3.1E+02	2.5E+02	2.1E+02	1.8E+02	1.6E+02
11	8.5E+03	2.9E+02	2.4E+02	2.1E+02	1.7E+02	1.5E+02
12	7.6E+03	2.8E+02	2.3E+02	1.9E+02	1.6E+02	1.4E+02
13	6.6E+03	2.6E+02	2.1E+02	1.8E+02	1.5E+02	1.3E+02
14	5.0E+03	2.2E+02	1.8E+02	1.6E+02	1.3E+02	1.2E+02
15	6.1E+03	2.3E+02	1.9E+02	1.6E+02	1.4E+02	1.2E+02

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

## АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ РОЗРАХУНКІВ ПАКЕТОМ ПРОГРАМ MСРV ЕНЕРГОВИДІЛЕННЯ У ВИГОРОДЦІ РЕАКТОРА ВВЕР-1000

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

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

енергоблока №4 Рівненської АЕС та 26-ї кампанії енергоблока № 1 Южноукраїнської АЕС, що отримані за допомогою програм MСРV та TORT.

Важливим і достатньо складним етапом комплексної програми робіт з продовження строку експлуатації діючих енергоблоків АЕС України є науково-технічне обґрунтування можливості безпечної експлуатації енергоблока в понадпроектний період. Важливою частиною цих робіт є роботи, пов'язані з оцінкою технічного стану внутрішньокорпусних пристроїв, зокрема вигородки.

Вигородка ядерного реактора ВВЕР-1000 піддається високим дозам радіаційного опромінення, яке викликає виникнення цілого комплексу дефектів, що призводять до деградації фізико-механічних властивостей матеріалу. Опромінення не тільки призводить до зміни фізичних властивостей матеріалу вигородки, але і до зміни її об'єму – розпухання. Прогнозування радіаційного розпухання матеріалу вигородки важливо з точки зору можливості виймання периферійних тепловиділяючих збірок з активної зони і змикання зазору між вигородкою і шахтою, що тягне за собою зміну теплообміну в активній зоні, наслідки якого можуть бути небезпечні через порушення температурного режиму роботи реактора. Повне змикання зазору між вигородкою і шахтою і подальше розпухання вигородки призводить до значного деформування шахти і зростання напруження, що може привести до її руйнування.

Процес розпухання значною мірою залежить від радіаційної дози і температури, яка збільшується всередині вигородки за рахунок радіаційного енерговиділення. Це енерговиділення визначається переважно нейтронами і гамма-квантами [1, 2]. Енергія уламків поділу ядерного палива, - випромінювання уламків і продуктів їхнього розпаду практично повністю поглинається в паливі.

Конструкція реакторів корпусного типу, а саме такі реактори експлуатуються на АЕС України, практично виключає можливість безпосереднього визначення як дози опромінення вигородки, так і радіаційного енерговиділення по всьому її об'єму. Вирішення цієї задачі потребує застосування спеціальної методики, що базується на розрахунках переносу випромінювання (нейтронів і гамма-квантів) в складному гетерогенному середовищі ядерного реактора. Для виконання таких розрахунків використовуються різні програмні комплекси, більшість з яких виконують розрахунки методом дискретних ординат (детерміністичні коди) або методом Монте-Карло (стохастичні коди). У відділі проблем дозиметрії ядерних реакторів для цієї мети використовують пакет програм MСРV [3] власної розробки, що виконує розрахунки транспорту нейтронів та гамма-квантів методом Монте-Карло з використанням сучасної точкової бібліотеки ядерних даних (мікроконстант).

Зазвичай у бібліотеках мікроконстант дані по радіаційному енерговиділенню для кожного ізотопу або елемента надаються сумою за всіма можливими типами взаємодії частинки. Таким чином, для визначення дози та радіаційного енерговиділення у конструкційних елементах ядерного реактора необхідно, перш за все, знати енергетичні спектри нейтронів і гамма-квантів у цих місцях.

Правильність розрахунків спектрів нейтронів і гамма-квантів у складному середовищі реактора ВВЕР-1000, отриманих за допомогою пакета програм MСРV з використанням точкової бібліотеки мікроконстант, була перевірена шляхом порівняння їх з розрахунковими й експериментальними даними, що отримані на дослідницькому реакторі нульової потужності LR-0 Інституту ядерних досліджень (м. Ржеж, Чеська республіка). Результати цієї роботи представлені в [4].

З метою перевірки результатів розрахунків енерговиділення в вигородці реактора ВВЕР-1000 були виконані розрахунки транспорту нейтронів та гамма-квантів для реальних кампаній енергоблоків с реактором ВВЕР-1000. В цих розрахунках використовувались розрахункові моделі реакторної установки, що розроблені з урахуванням особливостей конструкції конкретного енергоблока з реактором ВВЕР-1000.

Для прикладу на рис. 1 та рис. 2 наведені азимутальні розподіли отриманих значень енерговиділення на внутрішній поверхні вигородки на рівні максимального радіаційного навантаження для першої кампанії.

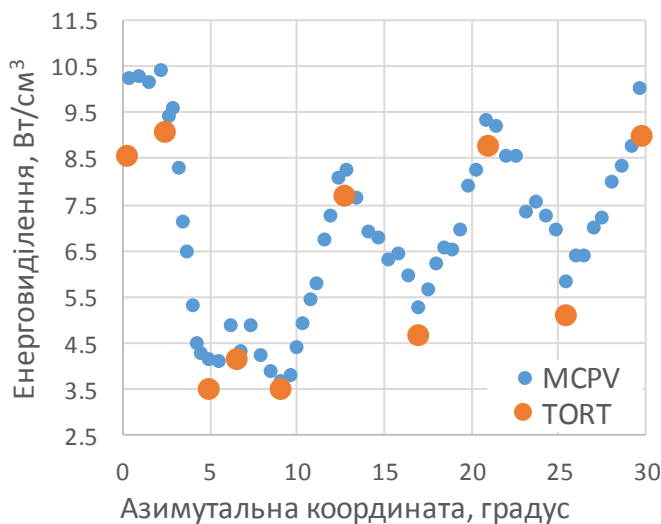


Рис. 1. Азимутальний розподіл радіаційного енерговиділення на внутрішній поверхні вигородки на рівні максимального радіаційного навантаження для першої кампанії енергоблока № 4 Рівненської АЕС.

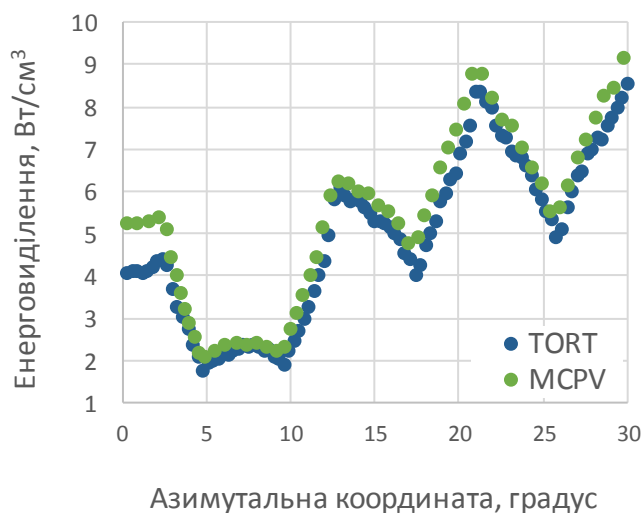


Рис. 2. Азимутальний розподіл радіаційного енерговиділення на внутрішній поверхні вигородки на рівні максимального радіаційного навантаження для 26-ї кампанії енергоблока № 1 Южноукраїнської АЕС.

Аналіз отриманих результатів розрахунків енерговиділення дає можливість стверджувати, що пакет програм MCPV можливо використовувати для розрахунків радіаційного енерговиділення в вигородці реакторів ВВЕР-1000.

1. В.П. Поваров, И.Ф. Поливанов, А.Б. Терещенко. Методика расчета радиационного энерговыделения в ядерных реакторах. Препринт ЦНИИАтоминформ. НИИАР-26(707) (Москва, 1986) 20 с.
2. Б.А. Брисман. *Компоненты поглощенной энергии реакторного излучения* (Москва: Атомиздат, 1976) 199 с.
3. В.Н. Буканов и др. Пакет программ MCPV для расчета функционалов нейтронного потока, воздействующего на корпус ВВЭР-1000. Препринт Ин-та ядерных исслед. НАН Украины. КИЯИ 05-6 (К., 2005) 28 с.
4. С.М. Пугач та ін. Аналіз результатів розрахунків пакетом програм MCPV переносу нейтронів у реакторі LR-0 для макета реактора ВВЕР-1000. У кн.: Тези XXVII Щоріч. наук. конф. Ін-ту ядерних дослідж. НАН України, Київ, 21 - 25 вересня 2020 р. (К., 2020) с. 143.

## ПОРІВНЯННЯ РАДІАЦІЙНОГО ЗМІЦНЕННЯ МЕТАЛУ ЗВАРНОГО ШВА КОРПУСУ РЕАКТОРА ВВЕР-1000, ВИЗНАЧЕНОГО НА ЗРАЗКАХ З РІЗНОЮ ОРІЄНТАЦІЄЮ

В. М. Ревка, Л. І. Чирко, М. Г. Голяк, О. В. Тригубенко,  
Ю. В. Чайковський, О. В. Шкапяк

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

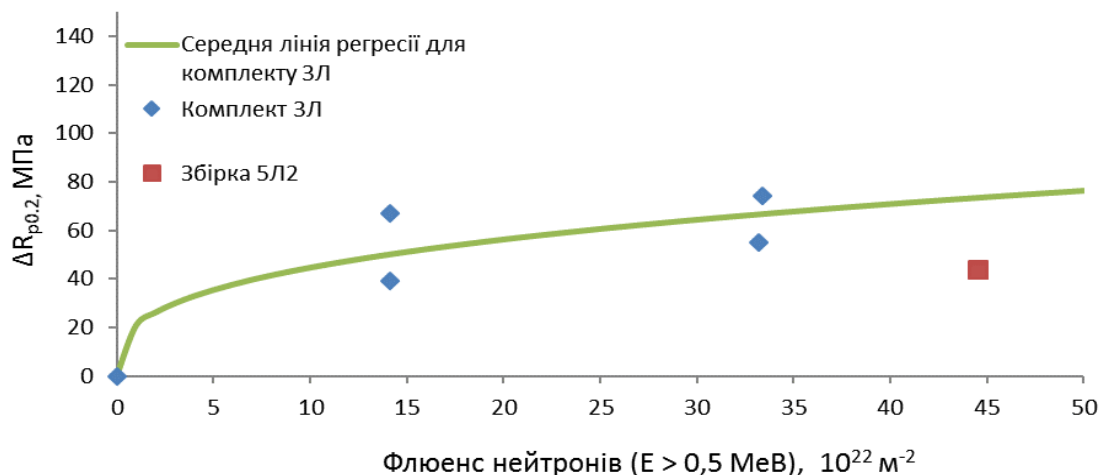
Однією з основних умов забезпечення безаварійної експлуатації корпусу реактора (КР) та реакторної установки в цілому є здійснення контролю за станом металу КР. Контроль зміни властивостей металу КР руйнівними методами проводиться за програмою зразків-свідків (ЗС) шляхом випробувань ЗС, які встановлюються в реактор згідно з вимогами нормативної та конструкторської документації. Результати випробувань ЗС використовуються для оцінки змін механічних властивостей металу КР та обґрунтування безпечної експлуатації корпусу реактора ВВЕР-1000.

На відміну від штатної програми ЗС в модернізованій збірці 5Л2 енергоблока ЮУАЕС-1 опромінюються тільки зразки Шарпі металу зварного шва для визначення зсуву критичної температури крихкості і не передбачені зразки на одновісний розтяг для визначення радіаційного зміцнення досліджуваних матеріалів.

Одним із шляхів вирішення цієї проблеми було виготовлення циліндричних зразків (діаметр робочої частини 3 мм та робоча довжина 15 мм) з половинок випробуваних зразків Шарпі.

Для виготовлення зразків на розтяг використовувався спеціально розроблений з цією метою токарний верстат, який управляється за допомогою електроніки і спеціалізованого програмного забезпечення LEON-01.

Були проведені випробування на статичний розтяг цих зразків за допомогою універсальної розривної машини Instron 8862 з дистанційним управлінням. Результати визначення радіаційного зміцнення металу зварного шва показані на рисунку. Для порівняння поряд з даними для збірки 5Л2 нанесені значення  $\Delta R_{p0,2}$ , отримані за результатами випробувань на розтяг штатних зразків комплекту ЗЛ.



Залежність збільшення границі текучості  $R_{p0,2}$  від флюенсу швидких ( $E > 0,5$  MeV) нейтронів внаслідок опромінення для металу зварного шва корпусу реактора ЮУАЕС-1 (температура випробувань 20 °C).

Як видно із рисунка, збільшення границі текучості  $R_{p0,2}$  внаслідок опромінення, яке оцінене з використанням зразків збірки 5Л2, не узгоджуються з експериментальними даними для комплекту ЗЛ. Однією із причин неузгодженості скоріш за все є відмінність у орієнтації зразків, якщо припустити існування анізотропії механічних властивостей зварного шва КР.

Вказана відмінність обумовлена тим, що заготовки штатних ЗС на розтяг (комплект ЗЛ) вирізаються таким чином, що поздовжня вісь зразків розташовується уздовж осі зварного шва. У випадку з модернізованою збіркою 5Л2 поздовжня вісь зразків Шарпі і, відповідно, циліндричних зразків на розтяг розташовується поперек зварного шва, а поперечна вісь зразків збігає з віссю симетрії поперечного перерізу зварного шва. Таким чином, зразки на розтяг із комплекту ЗЛ та зі збірки 5Л2 мають різну орієнтацію по відношенню до зварного шва.



**ДЕГРАДАЦІЙНО-ВІДНОВНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВІТЛОДІОДІВ GaP, GaAsP**

**А. М. Андрєєва<sup>1</sup>, О. І. Кириленко<sup>1</sup>, О. В. Конорева<sup>2</sup>,  
М. Б. Пінковська<sup>3</sup>, Ю. Б. Мирошніченко<sup>1</sup>, В. П. Гартачник<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> Національний педагогічний університет імені М.П. Драгоманова, Київ, Україна

<sup>2</sup> Інститут електроварювання імені Євгена Патона НАН України, Київ, Україна

<sup>3</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Світлодіоди (СД), одержані на базі гомопереходів GaP, GaAsP, зважаючи на їхню підвищену радіаційну стійкість, використовують в умовах дії жорсткого проникаючого випромінювання. Інформація про термічну стабільність дефектів, введених частинками різного виду, дає змогу розробляти методи комбінованого радіаційно-термічного впливу на вже вирощені прилади з метою зміни їхніх характеристик у бажаному напрямку.

У поданому повідомленні наведені результати дослідження термічної стабільності дефектів, введених у СД GaP, GaAsP електронами з  $E = 2$  МеВ при  $T = 300$  К. Вимірювання вольт-амперних характеристик (ВАХ) проводилось в інтервалі температур  $T = 77 \dots 300$  К. ВАХ вихідних та опромієних зразків до  $I = 10^{-4}$  А підкоряються класичному співвідношенню Шоклі:

$$I = I_s \cdot \left( e^{\frac{qU}{nkT}} - 1 \right),$$

де  $I_s$  – зворотний струм насичення діода;  $n$  - коефіцієнт ідеальності.

Виявлено, що зростання дози опромінення призводить до збільшення “ $n$ ” внаслідок переважання рекомбінаційної компоненти над дифузійною складовою струму. Криві ізохронного відпалу дефектів одержувались із аналізу ВАХ при постійному значенні напруги на діоді. В області прямого зміщення основна стадія відновлення червоних GaP СД порівняно зі стадією відпалу монокристалів  $n - \text{GaP } 120 \dots 180$  °С [1] зсунута в область високих температур ( $T > 400$  °С); у зелених вона знаходиться в межах  $200 \dots 330$  °С, де проявляють активність вакансії галію (рис. 1).

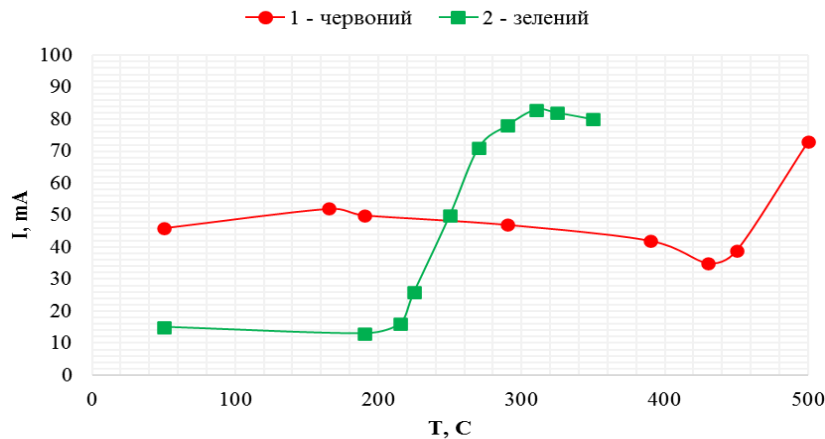


Рис. 1. Відновлення прямого струму опромієних електронами світлодіодів GaP; 1 - червоний, 2 - зелений ( $E_{ел.} = 2$  МеВ,  $\Phi = 8,2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup>,  $T_{вим.} = 300$  К).

Ймовірно, що температурний зсув у червоних діодах, легованих Zn, O, пов’язаний із можливістю формування комплексів радіаційних дефектів із Zn та O.

Розширена область просторового заряду, як наслідок зворотного зміщення діода - чутливіша до порушень структури, відтак у межах  $150 \dots 230$  °С стає помітною стадія відпалу вакансій фосфору; у зелених діодах високотемпературна стадія  $T > 250$  °С очевидно зумовлена розпадом комплексів радіаційних дефектів із неконтрольованими домішками (рис. 2).

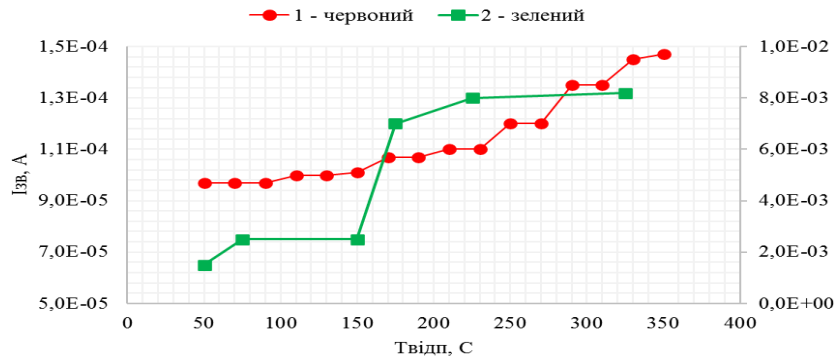


Рис. 2. Відновлення зворотного струму опромінених електронами світлодіодів GaP,  $I$  – червоний,  $2$  – зелений; ( $E_{сл.} = 2\text{MeV}$ ,  $\Phi = 8,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ,  $T_{вим.} = 300 \text{ K}$ ).

Опромінення СД супроводжується зростанням величини напруги пробою; відпал призводить до її монотонного падіння внаслідок часткового «очищення» пробійного каналу від введених дефектів.

Виявлено, що опромінення СД GaAsP призводить до розширення спектральних ліній внаслідок впливу полів структурних дефектів радіаційного походження. Виявилось, що світлодіоди на основі GaAsP мають значно вищу радіаційну стійкість порівняно з їхніми аналогами – діодами GaP.

1. Е.Ю. Брайловский, И.Д. Конозенко, В.П. Тартачник. Дефекты в GaP, облученном электронами. ФТП 9 (1975) 769.

## ОСОБЛИВОСТІ СТРУКТУРИ МОНОКРИСТАЛІЧНОГО КРЕМНІЮ ПІСЛЯ ОПРОМІНЕННЯ ШВИДКИМИ ЙОНАМИ ВОДНЮ І ГЕЛІЮ ТА ІЗОХРОННОГО ВІДПАЛУ

В. І. Варніна, Г. П. Гайдар, М. Б. Пінковська, М. І. Старчик

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Дослідження структури опроміненого кремнію вздовж напрямку пробігу йонів (6,8 та 43 MeV – водню та 27,2 MeV – гелію) показали, що в процесі опромінення флюенсами  $\geq 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  у ньому формуються три дефектні області, відмінні за характером дефектоутворення при подальших термообробках: область пробігу I, гальмівна II і запробіжна III, вигляд яких визначається типом йонів, їхніми масою, енергією, а також інтенсивністю струму та температурою опромінення. Хоча найбільші напруження ґратки кремнію є в області гальмування (де, відповідно, створюється найбільша кількість радіаційних дефектів), за великих флюенсів шаруватий розподіл напружень спостерігається в пробіжній для йонів області та за межею їхнього гальмування. Методами рентгенівської топографії, вибіркового протравлювання і металографії виявлено, що зі зростанням енергії та маси йонів ступінь пошкодження кремнію у всіх трьох областях, зростає й ускладнюється. Більш упорядковані й вужчі лінії напружень, пов'язані з дефектами, властиві для опромінення йонами водню [1].

Зміни структури кремнію в кінці пробігу йонів водню досить добре фіксуються вибіркоким протравленням та рентгенографічним методом: на глибині 360 мкм, що відповідає розрахованій довжині пробігу йонів водню з енергією 6,8 MeV, спостерігається чорно-білий контраст прошарку досить однорідного характеру і шириною  $\sim 7$  мкм. Прошарок зумовлений пружними напруженнями, створеними атомами водню, що проникли в ґратку Si, і зберігається за відпалу кремнію до 580 °C. За температур 550 - 600 °C відбувається зняття пружних напружень у порушеному прошарку пластичною деформацією [2]. При 600 °C спостерігається відлущування опроміненої частини кристалу кремнію товщиною, що відповідає глибині пробігу 6,8 MeV-них йонів водню в кремнію. Водень, звільнений зі зв'язків Si-H, утворював пухирці, які зростали і лускалися, створюючи порожнечі (пори), розмір та щільність яких визначаються енергією йонів та інтенсивністю опромінення. Утворення дефектів структури пухирцевого типу (пухирці розміром 0,2 - 0,5 мкм) добре прослідковується в разі пошарового стравлювання кремнію наприкінці пробігу йонів водню [1]. Зазначимо, що відривання опроміненої частини кремнію для 6,8 MeV-них йонів водню ми спостерігали і безпосередньо в процесі опромінення, але для значних струмів йонів (зокрема 3 мкА, на відміну від 0,25 - 0,45 мкА для відпаленого кремнію). У тому ж температурному діапазоні відпалу 550 - 600 °C в опроміненому кремнію за певних умов виникає ефект далекодії. Він спостерігається в області III на відстані, рівній подвійній довжині пробігу, як дрібні дефекти розміром до 10 мкм та концентрацією  $\sim 10^2 \text{ см}^{-2}$ , які можна виявити вибіркоким протравлюванням. Розповсюдження дефектів за лінію гальмування йонів залежить від величини потоку йонів, тобто від інтенсивності опромінення.

На рентгенівських топограмах кремнію, опроміненому 43 MeV-ними йонами, в області гальмування йонів виникає чорно-білий контраст, зміни в якому фіксуються лише за відпалу при 600 °C. Часткова релаксація напружень спостерігається, коли звільнений водень мігрує до областей, збагачених вакансіями, і декорує їх. Повне зняття напружень припадає на 800 °C і супроводжується утворенням дислокаційної сітки в області гальмування [1]. У разі підвищення температури відпалу до  $\sim 900 - 1000$  °C у прошарках росту кремнію відбувається утворення частинок нової фази і дефектів, що їх супроводжують. При цьому процес прискореного утворення структурних термодфектів (порівняно з неопроміненими зразками) спостерігається як в області I, так і в області III, причому декорування за областю гальмування спостерігалось на рентгенівських топограмах за температур приблизно на 50 °C нижчих, ніж в області пробігу I. Результати досліджень показують, що дія опромінення розповсюджується на всю запробіжну частину кристалу, тобто спостерігається чітко виражений ефект далекодії.

Детальне вивчення структури монокристалічного кремнію після високоенергетичного опромінення йонами гелію та подальшого ізохронного відпалу в широкому діапазоні температур аж до 900 °C проведено аналогічно. Після опромінення йонами гелію флюенсом  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-2}$ , як і для водню (рис. 1, а, б), найбільші напруження створюються в області гальмування, що добре прослідковується на рентгенівських топограмах за відпалу при 300 °C. Однак через високу концентрацію радіаційних дефектів відбувається поступове (від поверхні) зменшення ширини області пробігу з початком відпалу при 300 °C майже до повного зникнення після 500 °C у зв'язку зі швидшим стравлюванням опроміненої поверхні, порівняно з неопроміненим зразком (рис. 2, а - в).

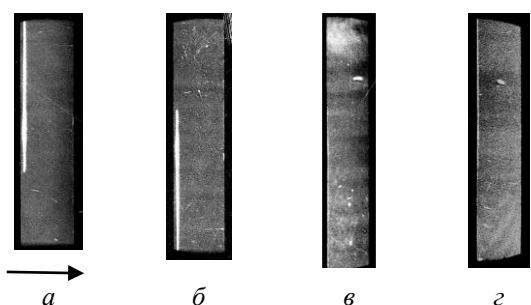


Рис. 1. Серія рентгенівських топограм Si після термообробки кремнію, опроміненого йонами водню ( $\Phi = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ): *a* – без відпалу; *b* – 300 °С, 30 хв; *c* – 900 °С, 30 хв; *d* – 900 °С, 3 год. Напрямок опромінення вказано стрілкою.

Після 800 °С у залишеній запробіжній області спостерігалася поява дрібних преципітатів, найімовірніше пов'язаних із участю ростових домішок у кремнії, таких, як кисень і вуглець. На мікрофотографіях структури поверхні опроміненого кремнію після вибіркового протравлення відпаленого кремнію спостерігалися витравлені ямки травлення, зв'язані з дислокаціями, зумовлені великими напруженнями, які виникають через високу концентрацію дефектів у гальмівній області і дією температури, як під час опромінення, так і в разі відпалу. Виявлення чорних точок на мікрофотографіях (рис. 2, *z*, *d*) показало появу додаткового типу дефектів, зумовленого високотемпературною обробкою (800 - 900 °С). Концентрація таких дефектів зростає зі збільшенням температури відпалу. Зростання відпалу з 30 хв до 3 год (900 °С) призводило до незначного збільшення розміру і концентрації N дефектів.

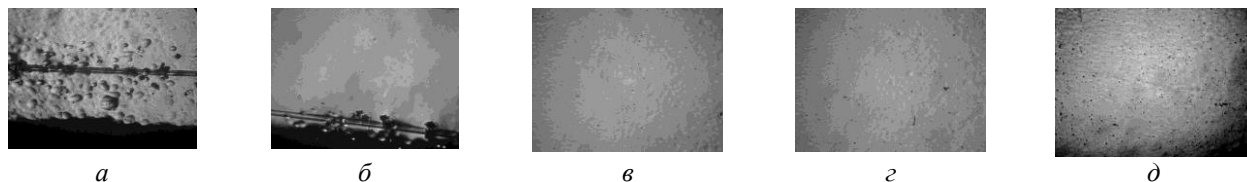


Рис. 2. Мікрофотографії структури протравленої поверхні кремнію, опроміненого йонами гелію ( $10^{17} \text{ см}^{-2}$ ) і відпаленого при  $T$ , °С: *a* – без відпалу; *b* – 400; *c* – 600; *d* – 800; *d* – 900.

°С, $T$ , хв	$N_d \cdot 10^{-2}, \text{ см}^{-2}$
600, 30	0,6 – 1,0
800, 30	2,0 – 3,6
900, 30	2,2 – 4,0
900, 180	3,6 – 5,4

Розкид визначених концентрацій дефектів можна пояснити тим, що їхнє утворення пов'язане з розподілом ростових домішок, таких як кисень і вуглець, та визначається умовами вирощування монокристалу кремнію. Утворення таких дефектів структури при термообробці за температур понад

800 °С відомо, а високоенергетичне опромінення (нейтрони реактора, заряджені частинки) впливає на зниження температури їхнього утворення. У розглядуваному випадку цей ефект знаходить підтвердження при опроміненні кремнію високоенергетичними йонами гелію, але цікаво, що він спостерігається в області кремнію за лінією гальмування йонів. Механізм явища вимагає подальших досліджень. Ми вважаємо, що це відбувається внаслідок ефекту далекодії – ефекту поширення стійкого збудження ґратки кремнію в процесі опромінення у вигляді хвилі, тобто передачі енергії опромінення ґратці на великі відстані. Зі зростанням температури опромінення ефект зменшується.

Виникнення в структурі кремнію при опроміненні і високотемпературному відпалі частинок нової фази цікаво з точки зору виявлення опромінення високоенергетичними частинками, але обмежене довжиною пробігу.

1. А.А. Гроза та ін. *Ефекти радіації в інфрачервоному поглинанні та структурі кремнію* (К.: Наук. думка, (2006) 124 с.
2. М.І. Старчик та ін. У кн.: *Матеріали 7-ої Укр. наук. конф. з фізики напівпровідників (УНКФН-7)*, Дніпро, Україна, 26 - 30 вересня, 2016 (Кременчук, 2016) с. 461.

## СВІТЛОДІОДИ НА КВАНТОВИХ ЯМАХ. ОСОБЛИВОСТІ, ПРОБЛЕМИ, ПЕРСПЕКТИВИ

Р. М. Вернидуб<sup>1</sup>, Г. П. Гайдар<sup>2</sup>, П. Г. Литовченко<sup>2</sup>, О. І. Радкевич<sup>3</sup>, В. П. Таргачник<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Національний педагогічний університет імені М. П. Драгоманова, Київ, Україна

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

Нітриди III групи – прямозонні сполуки, ширини зон яких здатні задовольнити потреби оптоелектронної галузі зв'язку у джерелах випромінювання від ультрафіолету до видимої області. Світлодіоди (СД), вирощені на їхній основі, характеризуються надвисокою яскравістю (квантовий вихід до 90 %), термічною і вібраційною стійкістю, а також низькою радіаційною вразливістю. Серед широкої різноманітності інших видів СД, випромінювачі, одержані на основі твердого розчину  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , вирізняються помірною чутливістю до присутності введених у процесі вирощування дислокацій. Специфічна особливість таких структур порівняно з гомоперехідними діодами – наявність у межах гетероперехідної області квантових ям (КЯ), сформованих шарами  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , розділених бар'єрами GaN. Енергія рівнів розмірного квантування як відомо задається співвідношенням:

$$E_n = \pi^2 \hbar^2 n^2 / 2ma^2,$$

де  $m$  – маса носія;  $a$  – ширина ями.

Видно, що частотою випромінювання можна керувати не лише коригуванням складу розчину « $x$ », а й шляхом зміни товщини епітаксійної плівки « $a$ ». Наприклад, для одержання «синього» випромінювання ( $\lambda = 470$  нм, досліджувані нами діоди) вміст In повинен становити  $x = 0,17$ ,  $a = 2,5$  нм.

Оптимальне число КЯ -  $4 \div 5$ ; більша кількість – недоцільна; вона обмежується довжиною дифузії електронів та дірок. Дзеркальне відбивання носіїв на межі розділу підкладинка-плівка повинна бути забезпечена її високою якістю – нерівності не повинні перевищувати довжину хвилі де Бройля і містити мінімальну кількість заряджених центрів. Головною умовою спостереження і використання нанорозмірних ефектів слід вважати малі товщини шарів плівкових структур  $a \leq 10$  нм, а також високі рухливості носіїв  $\mu \gg 10^3 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ .

Висока квантова ефективність послідовного ряду КЯ зумовлена передовсім накладенням обмежень на переміщення носіїв у поперечному до площини р-п переходу напрямку та накопиченням у КЯ, що ускладнює їхню зустріч із центрами безвипромінювальної рекомбінації. Однією з перешкод, яка звує застосування СД InGaN/GaN у оптоелектронній техніці, є «проблема зеленої долини».

Зелене свічення модно одержати, підвищуючи концентрацію In у розчині, але при цьому зростає невідповідність періодів ґраток системи InN-GaN (~ 15 %). П'єзополя, створені деформаціями невідповідності, посилюють дію власного поляризаційного поля, яке існує в кристалі у напрямку осі « $c$ »; ( $E \approx 0,3 \dots 1,5 \text{ МВ/см}$ ) чого викликаний ефектом Штарка нахил зон розділяє електрони та дірки; зменшення інтервалу перекриття приводить до падіння імовірності випромінювальної рекомбінації.

Другим небажаним ефектом з погляду практичного використання джерел InGaN/GaN слід вважати зниження інтенсивності випромінювання зі зростання інжекційного струму, починаючи з  $j = (0,4 \div 4) \text{ А/см}^2$ . Однозначності у тлумаченні механізму такого падіння ефективності наразі ще не вироблено. У різних роботах його пов'язують як із «переливанням» потоку носіїв над краями переповнених КЯ, так і з безвипромінювальною рекомбінацією в умовах високих щільностей носіїв, а також із наявністю великих внутрішніх полів, котрі сприяють тунелюванню електронів на безвипромінювальні рівні границь розділу. Також негативною якістю, особливо властивою тонкошаровим одно ямним СД, є падіння їхнього квантового виходу при зростанні температури вище кімнатної, зумовлене витіканням носіїв через гетеробар'єри.

Для поліпшення ефективності випромінювання використовують активні шари InGaN/GaN, в яких товщини бар'єрів і ширини КЯ – однакові, що створює умови для між'ямого тунелювання і забезпечує однорідність заповнення носіями КЯ. Проблемаю для високопотужних СД InGaN стає «червоний», а також «голубий» зсув максимуму випромінювання, спричинений зростанням струму. Оскільки перший з них викликаний зміною ширини забороненої зони внаслідок нагрівання зразка, йому можна запобігти, поліпшивши тепловідведення. Природа протилежного зсуву – квантова, зумовлена тунелюванням носіїв на вищі рівні у хвостах густини станів. Тому досягти його зменшення можна лише вирощуванням замість КЯ квантових крапок. Враховуючи гостроту потреба повнокольорових монолітних мікро-СД RGB для засобів зв'язку, перетворення та відображення інформації. Можна передбачити, що основним напрямком і метою науково-технологічних досліджень найближчої перспективи буде одержання та налагодження масового випуску випромінювачів RGB ефективність яких забезпечена присутністю квантових дріотів і квантових крапок.

# EXTRATION OF ISOMER $^{229\text{m}}\text{Th}$ BY LASERS VIA ELECTRON BRIDGE

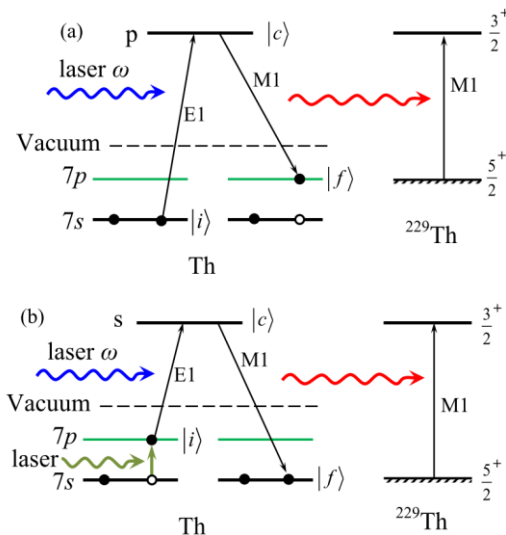
**A. Ya. Dzyublik**

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

The  $^{229}\text{Th}$  takes up a unique place in the nuclear chart, having the first-excited isomeric level  $3/2^+$  with extremely low energy  $E_{\text{is}}$ , which lies in the ultraviolet region. Seiferle et al. [1] reported the result  $E_{\text{is}} = 8.28 \pm 0.17$  eV, which can be considered today as the most reliable evidence. Note also that the  $^{229\text{m}}\text{Th}$  in neutral atom predominantly decays through the internal conversion (IC) channel (the conversion coefficient  $\alpha = 10^9$ ). Hot interest to the isomer  $^{229\text{m}}\text{Th}$  been dictated for many years by its fascinating applications, where the most striking one is the nuclear clock [2 - 4], which will become the more precise standard of frequency than already existing optical clocks with an error of  $10^{-13}$ . Besides, it would be highly stable against external influences because of the electron shielding. Among other applications, there is a nuclear laser in the optical region [5], the search of time variation of the physical constants [6], the Mössbauer effect at  $^{229}\text{Th}$  nuclei with the absorption, and emission spectra represented only by phononless lines [7], etc.

The main problem on the way of creation of the nuclear clock is an effective population of  $^{229\text{m}}\text{Th}$  and high-precision determination of its energy. This can be achieved only with lasers, having small frequency dispersion. Starting from the pioneering works of Tkalya [8, 9] different kinds of electronic bridges (EB) have been analyzed, evolving one or two lasers. Previously all the theorists were discussing the EB, which only evolve discrete atomic spectra. A new step in this direction has been undertaken by Borisjuk et al. [10], who regarded the possibility to populate  $^{229\text{m}}\text{Th}$  via the electron continuum. Indeed, this can be realized for the thorium atom, which has the ionization energy of 6.3 eV, that is the nuclear isomeric level is drowned in the electronic continuum spectrum. Such a fact facilitates laser tuning to the resonance. In the third order of quantum electrodynamics (QED) Borisjuk et al. [10] calculated the cross-section  $\sigma_{\text{EB}}$  of the isomer excitation and outlined possible schemes of the experiment. However, their derivation had many drawbacks.

Therefore, I derived [11] the cross-section for the EB through the continuum, by applying strict methods of the scattering theory. Possible realistic scenarios of EB are shown in Figure. In case (a) the atomic electron from the upper 7s state absorbs the laser, photon and performs E1 transition to the p-state of the continuum, where it carries the orbital angular momentum  $l = 1$ . In the alternative case (b) the initial state is the 7p atomic level, excited by an additional laser, while in the intermediate s-state  $|c\rangle$ , ensured again by E1 transition,  $l = 0$ . In both events, the electron, coming back to the thorium atom, transfers its energy to the nucleus and excites its isomeric level. The nucleus + electron was regarded as a system with two overlapping resonant levels. In the first one, we have a free electron and the nucleus in the ground state, while in the second there are the bound electron and excited isomer. In [11] the laser pulse was considered as a bunch of uncorrelated photons.



Sketch of the EB via continuum, induced by laser, with excitation of the isomer  $^{229\text{m}}\text{Th}$ . The continuum lies above the dashed line (Vacuum). *a* – EB begins from the upper 7s level of a Thorium atom and ends in the excited 7p one. *b* – EB begins from the level 7p, excited by the second laser, and ends when the electron is captured by the atom into the 7s vacancy. In both cases, ionization of the atom proceeds in E1 transitions. Resonant excitation of the nucleus happens at the reverse electron transitions of the same type and multipolarity as the nuclear M1 transition.

A more adequate description has been done just now, treating the laser pulse as an electromagnetic wave packet. I assumed that the duration of the pulse is much less than the nuclear lifetimes. Such a quasi-classical description has been performed with the aid of the method of composite Hilbert space, proposed by Sambe [12] for the periodic fields, and generalized by me [13] to the case of fields, arbitrarily depending on time. The derived both the excitation cross-section and the excitation probability by the coherent laser wave packet agree with each other and differ from the result of Borisjuk in some details only. The proposed method of the  $^{229\text{m}}\text{Th}$  excitation demands the laser with intensity by two orders less than in the case of direct excitation of the bare nucleus.

1. B. Seiferle et al. *Nature* 573 (2019) 243.
2. E. Peck, C. Tamm. *Europhys. Lett.* 61 (2000) 181.
3. W.G. Rellergert et al. *Phys. Rev. Lett.* 104 (2010) 200802.
4. C.J. Campbell et al. *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012) 120802.
5. E.V. Tkalya. *Phys. Rev. Lett.* 106 (2011) 162501.
6. V.V. Flambaum. *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006) 092502.
7. E.V. Tkalya et al. *Phys. Scr.* 53 (1996) 296.
8. E.V. Tkalya. *JETP Lett.* 55 (1992) 216.
9. E.V. Tkalya. *Sov. J. Nucl. Phys.* 55 (1992) 1611.
10. P.V. Borisyuk et al. *Phys. Rev. C* 100 (2019) 044306.
11. A. Ya. Dzyublik. *Phys. Rev. C* 102 (2020) 024604.
12. H. Sambe. *Phys. Rev. A* 7 (1973) 2203.
13. А.Я. Дзюблик. *ТМФ* 87 (1991) 86.

## АДАПТОВАНА МОДЕЛЬ ЕЛЕКТРОКІНЕТИЧНИХ ПРОЦЕСІВ У ПОРОВОМУ ПРОСТОРІ ЧОРНОБИЛЬСЬКИХ ЛАВ

В. В. Долін<sup>1</sup>, С. В. Габєлков<sup>2</sup>, І.В. Жиганюк<sup>2</sup>, О. В. Зубко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ДУ «Інститут геохімії навколишнього середовища НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Інститут проблем безпеки атомних електростанцій НАН України, Чорнобиль, Україна

Унаслідок аварії всередині IV енергоблоку Чорнобильської АЕС у 1986 р. утворилося не менше 15 т (за UO<sub>2</sub>) лавоподібних паливовмісних матеріалів, загальною активністю (за оцінкою на 2010 р.) близько 4,8·10<sup>17</sup> Бк. Вони є результатом взаємодії оксиду урану з ядерного палива з конструкційними матеріалами реактора. З часом унаслідок хімічно та радіаційно спричиненої деструкції відбувається руйнування цих матеріалів з утворенням дрібнодисперсного радіоактивного пилу, що є головним чинником екологічної небезпеки в процесі демонтажу нестабільних конструкцій об'єкта «Укриття». Причому цей чинник, у разі надходження ультрамікронних радіоактивних часточок в атмосферу, в мільярди разів вагоміший, ніж забруднення дрібнодисперсними часточками внаслідок роботи теплових електростанцій, що визначає небезпеку життєдіяльності на території значної частини Центральної та Східної Європи. Проте за минулі 35 років не розроблено однозначного науково і технічно обґрунтованого рішення щодо поводження з паливовмісними матеріалами та високоактивними відходами об'єкта «Укриття».

Передусім необхідно визначити методологічні та методичні підходи до поводження з паливовмісними лапоподібними матеріалами. Це дасть змогу обґрунтувати стадії можливої технології поводження з чорнобильськими лавами з метою переведення їх у стійкі в природних умовах формації, запобігання хімічно та радіаційно активованої деструкції лавоподібних матеріалів та пилоутворення ультрамікродисперсних часточок.

Головним методологічним принципом проведення технологічних розробок є вимоги щодо збільшення об'єму та недопущення деградації твердих радіоактивних відходів зі зміною їхнього фазового стану.

Розглянуто моделі електрокінетичних процесів, які відбуваються у поровому просторі ЛПВМ в умовах електроосмотичного, електрофоретичного та електродіалізного вилуговування включень оксидів урану (UO<sub>2</sub>), перерозподілу та переосадження α-, β-, γ-випромінювачів.

Створено адаптовану модель електрокінетичних процесів в поровому просторі чорнобильських лав спираючись на дані досліджень електрохімічних процесів.

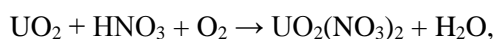
Установлено, що внаслідок самоопромінення ЛПВМ, формування водневого шару на поверхні катоду відбувається за зниженої напруги (1,2 В замість 2,0 В). Опромінення електроліту радіонуклідами, що містяться в ЛПВМ, спричиняє радіоліз води, яка є основою електроліту, що веде до активації електрокінетичного процесу за зниженого струму.

Вплив електричного поля супроводжується підвищенням осмотичного тиску електроліту в порах ЛПВМ завдяки дії випромінювання, що спричиняє приповерхневу самоциркуляцію електроліту.

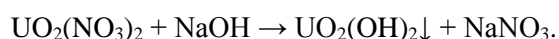
Локалізація реагентів у місці електрохімічних реакцій забезпечує більш інтенсивне вилуговування включень оксиду урану при меншій кількості реагентів та робочої рідини.

Електрокінетичні процеси забезпечать розчинення оксиду урану у включеннях та переосадження сполук урану в поровому просторі за хімічними реакціями:

- електрохімічне розчинення при взаємодії з анолітом



- електрохімічне осадження при взаємодії з католітом



Осадження сполук урану дасть змогу забезпечити перерозподіл урану та трансуранових радіонуклідів у поровому просторі ЛПВМ.

Запропонована адаптована модель дасть змогу підвищити якість розуміння проходження електрокінетичних процесів у поровому просторі чорнобильських лав з метою створення основ нових методичних підходів до кондиціювання ЛПВМ.



## ЕЛЕКТРООПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ БІЛИХ СВІТЛОДІОДІВ InGaN

О. І. Кириленко<sup>1</sup>, О. В. Конорева<sup>2</sup>, Є. В. Малий<sup>3</sup>, Д. П. Стратілат<sup>3</sup>,  
В. П. Тартачник<sup>3</sup>, Н. Ю. Павлова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Національний педагогічний університет імені М. П. Драгоманова, Київ, Україна

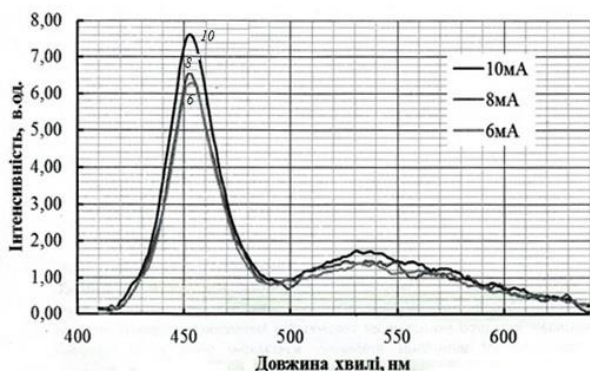
<sup>2</sup> Інститут електрозварювання імені Євгена Патона НАН України, Київ, Україна

<sup>3</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Біле свічення червоно-жовто-блакитних світлодіодів (RYB LEDs) забезпечується поєднанням в одному корпусі трьох незалежних джерел з різними довжинами хвиль випромінювання. Головні вади – зміна кольорового балансу залежно від кута огляду та великі розміри. Використовуються також світлодіоди (СД) із перетворювачами кольору, де фотони синього СД InGaN/GaN, поглинуті Af конвертором AlInGaN, перевипромінюються, внаслідок чого їхня довжина хвилі збільшується. Ефективними перетворювачами  $\lambda$  служать і наноматеріали з квантовими крапками.

Нещодавно (2021 р.) [1] повідомлялось про одержання спареного мікро-СД, базованого на шарах InGaN з квантовими ямами; In<sub>0,5</sub>Ga<sub>0,85</sub>N – голубе джерело, In<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>N – зелене та In<sub>0,5</sub>Ga<sub>0,85</sub>P – червоне, а також монолітних із  $h\nu_{max} = 445$  нм та  $h\nu_{max} = 565$  нм, перспективних для підсвічування у рідинно-кристалічних дисплеях (2020 р.) [2]. Розмір СД становив 20 - 60  $\mu$ к.

Найпоширенішим способом виробництва білих СД є люмінофорний, в якому найчастіше роль перетворюваного кольору виконує алюмо-іттрієвий гранат (YAG) Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>, легований рідкоземельними елементами, наприклад (Y<sub>1-a</sub>Gd<sub>a</sub>)<sub>3</sub>(Al<sub>1-b</sub>Gd<sub>b</sub>)<sub>5</sub>O<sub>12</sub>: Се – гранат, легований церієм. Наведені нижче результати стосуються досліджуваних нами люмінофорних СД з активним елементом InGaN. Спектр одного з них, наведений на рисунку, містить основну лінію  $\lambda_{max} = 460$  нм, що належить СД InGaN/GaN та широку «жовту» смугу свічення люмінофора  $\lambda_{max} = 535$  нм.



Спектр випромінювання білого (вихідного) світлодіода, зразок № 1.1.  $T = 300$  К, щільність (щ) = 0,01.

Важлива особливість  $L(I)$  характеристики такого випромінювача - практично лінійна залежність інтенсивності свічення від струму збудження до  $I = 40$  мА. Зниження температури випромінювання спричиняє зменшення напівширини основної спектральної лінії  $\lambda = 453$  нм внаслідок послаблення впливу коливаний ґратки. При малих струмах ( $10^{-4} - 3 \cdot 10^{-4}$  А) на ВАХ СД виникають області від'ємного диференційного опору, можливо пов'язані із резонансним тунелюванням носіїв на дефектні стани, локалізовані у межах бар'єрів квантових ям. Величини зворотних струмів залишаються майже незмінними до  $U_{зв} = -30$  В ( $T = 77 \dots 300$  К), засвідчуючи високу якість  $p-n$ -переходу з квантовими ямами.

1. L. Li et.al. Transfer-printed, tandem microscale light-emitting diodes for full-color displays. PNAS 118 (2021) 18.
2. M. Khoury et.al. Polarized monolithic white semipolar (20-21) InGaN light-emitting diodes grown on high quality (20-21) GaN/sapphire templates and its application to visible light communication. Nano Energy 67 (2020) 104236.

## ПОЛЬОВИЙ ПРОБІЙ В ОПРОМІНЕНИХ ГОМОПЕРЕХОДАХ GaP ТА GaAsP

О. І. Кириленко<sup>1</sup>, О. В. Конорева<sup>2</sup>, Д. П. Стратілат<sup>3</sup>,  
В. П. Тартачник<sup>3</sup>, М. М. Філоненко<sup>1</sup>, В. В. Шлапацька<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Національний педагогічний університет імені М. П. Драгоманова, Київ, Україна

<sup>2</sup> Інститут електрозварювання імені Євгена Патона НАН України, Київ, Україна

<sup>3</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

<sup>4</sup> Інститут фізичної хімії ім. Л. В. Писаржевського НАН України, Київ, Україна

Фосфід галію – непрямозонний напівпровідник із властивою цій групі кристалів низькою швидкістю випромінювальної рекомбінації, збільшення якої зазвичай досягається введенням оптично-активних ізоелектронних домішок. У GaP роль подібного активатора виконує азот. Наразі квантовий вихід цих джерел світла (світлодіодів, СД) – невисокий, близько 0,01 %, тим не менш вони активно використовуються і досліджуються завдяки відчутним перевагам над складнішими ефективними випромінювачами – добре освоєній дешевій технології подвійної рідинної епітаксії, а також можливості моделювання у простому об'єкті внутрішньокристалічних процесів, пов'язаних із наслідками зовнішнього втручання, зокрема і дії радіації.

У СД GaAsP, вирощених на основі твердих розчинів GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>, ефективність свічення значно вища ( $\eta \approx 0,5\%$ ) завдяки прямозонності активного шауру (при  $x \approx 0,42$ , GaAsP стає прямозонним). Оскільки рівень азоту у GaAsP лежить на 50 ... 100 меВ нижче  $E_c$  (для  $x = 0,85$   $E_N = 100$  меВ), то самопоглинання у СД GaAsP не відіграє суттєвої ролі. У разі, коли азотом легована лише активна область структури, самопоглинання відбувається лише у межах шару, товщина якого близька до дифузійної довжини. Використання СД у високочастотних лініях оптичного зв'язку зумовлює необхідність врахування впливу значних полів, які виникають переважно у зворотно зміщених діодах, відтак основні результати, одержані у процесі виконання поданої роботи, стосуються розгляду механізму пробою у вихідних та опромінених гомоперехідних СД, ( $E_{el} = 2$  МеВ,  $\Phi = 2,2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>) та можливого механізму їхнього відпалу. Виявлено, що пробій *p-n*-переходів СД зумовлений лавинним множенням носіїв, опромінення призводить до зростання пробійної напруги внаслідок зменшення довжини їхнього пробігу.

Відпал опромінення зразків GaP розпочинається з  $T = 150$  °С, що проявляється у вигляді зменшення струму насичення; після  $T > 250$  °С він різко зростає.

Встановлено, що перша стадія відпалу пов'язана із термо-активаційним механізмом формування утворень, складніших від первинно-введених радіаційних пошкоджень типу ізольованих вакансій, чи міжвузлових атомів. Ними можуть бути асоціації простих дефектів, чи комплексів із домішками. Друга стадія – результат їхнього розпаду та руйнування високотемпературних скупчень. У передпробійних областях ВАХ ( $T = 77$  К) при зворотному зміщенні виявлені нетипові ділянки – глибокі мінімуми, величина яких змінюється з температурою відпалу. В основі механізму виникнення подібних аномалій може бути процес тунелювання носіїв за участі складних дефектів з рівнями, зосередженими у заборонній зоні кристала.

## ВИЗНАЧАЛЬНА РОЛЬ СОЛІТОНІВ У ФОРМУВАННІ НАНОАСОЦІАТІВ І ПРОСТОРОВОМУ ВПОРЯДКУВАННЮ ЇХ В ОПРОМІНЕНИХ ВОДНИХ СИСТЕМАХ

**Л. С. Марценюк<sup>1</sup>, А. С. Марценюк<sup>2</sup>, Ю. В. Запорожець<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup> Національний університет харчових технологій, Київ, Україна

У роботі проведено аналіз причин виникнення наноструктурних утворень типу наноасоціатів у воді при опроміненні її різними видами іонізуючого випромінювання.

Наноасоціати – це структурні утворення з молекул води, що можуть бути виділені у вигляді твердого осаду на поверхні скла. Вони були виявлені і виділені китайським фізиком Шуї-Ін Ло (Shui-Yin Lo) [1] з водного розчину NaCl, розведеного до концентрації  $10^{-7}$  М.

Такий осад фактично, через високе розведення водного розчину, не міг містити жодних молекул, окрім молекул води, проте після повного випару води на поверхні скла, він формував пляму, спостережану через звичайний мікроскоп. Осад мав у структурі лінії, пересічні під кутом  $102^\circ$  (який збігається з кутом між напрямками атомів водню в молекулі води).

Дослідження за допомогою електронного мікроскопа показали наявність високого негативного потенціалу на поверхні осаду, причому значення цього потенціалу в окремих точках досягало величини 200 мВт, а різниця потенціалів між деякими точками, розташованими на відстані долі мікрон, досягала 100 мВт. Спектри піків поглинання осаду в ІЧ-діапазоні були подібні до спектрів звичайної води, але мали більш тонку структуру [2].

Ще однією цікавою особливістю осаду виявилось те, що він мав дуже високу температурну стійкість. Нагрівання не наводило до його зникнення, і він повністю випаровувався лише при температурі вище  $600^\circ\text{C}$ . Оскільки основним компонентом осаду була вода, то таке утворення отримало назву: «суха вода».

Вивчення наноасоціатів дуже важливе, оскільки виявилось [2], що вони можуть грати першорядну роль в біологічних процесах.

Автори [3, 4] досліджували властивості високорозбавлених розчинів методом лазерного динамічного світлорозсіяння. Сутність методу полягала в тому, що лазерний промінь прямував на тонкий шар води, і аналізувалася картина відбитого світла.

Виявлено, що в більшості з розчинів при високих розведеннях і в умовах взаємодії з магнітним полем Землі утворюються структури розміром 200 - 500 нм.

На рисунку представлено знімки деяких наноструктур розчинів фенозана калію (КРА), отриманих методом атомно-силової мікроскопії (АСМ).

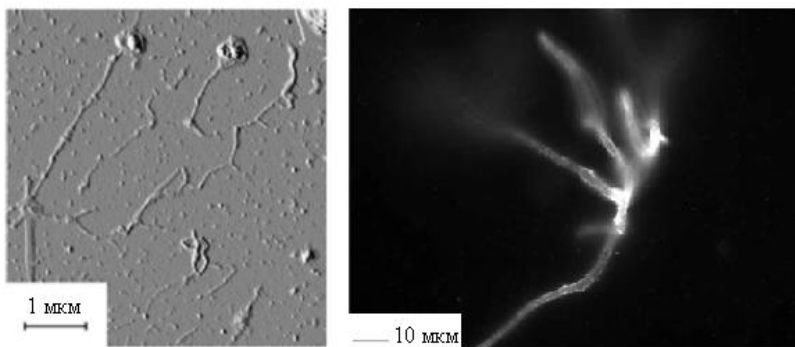


Фото деяких наноструктур, отримане методом АСМ і флуоресцентної мікроскопії [3].

У [4] також досліджувався вплив іонізуючого випромінювання на феномени утворення наноструктур у чистій двічі дистильованій воді.

Опромінення рентгенівськими променями в сумарній поглиненій дозі  $40,2$  мГр·см привело до утворення частинок типу наноасоціатів розмірами  $\sim 100$  нм і більше. Аналогічні явища відбувалися і при опроміненні альфа- і бета-частинками, а також нейтронами.

Аналізуючи отримані закономірності, автори [4] відзначили, що як дія на чисту воду іонізуючого випромінювання, так і процеси приготування високорозбавлених водних розчинів приводять до виникнення дуже подібних результатів. Тому вони відзначили, що «вплив на біоб'єкти чинників різної природи виявляють багато загальних особливостей, що наводить на думку про єдину причину впливу цих чинників на живі організми».

До цього слід додати, що такий вплив для описаних у [3, 4] явищ обумовлений саме самоорганізацією наноструктурних формувань у водному середовищі.

Процеси самоорганізації [2] здійснюються тривалий час – до декількох діб. Вони приводять до виникнення суперпозиційних станів наноструктур і впорядкування (когеренізації) опроміненої води, або високорозбавлених розчинів. У результаті такі водні середовища набувають кантового стану, який може транслюватися в довкілля через емісію низькочастотних електромагнітних випромінювань у діапазоні 500 - 3000 Гц [2].

Те, що для виникнення наноструктур під дією іонізуючого випромінювання або інших чинників і їхньої самоорганізації у опроміненій воді, або високорозбавлених водних розчинах потрібний істотно великий час, може означати, що вирішальний внесок у такі процеси визначається явищами дифузії і солітонним механізмом перенесення енергії. Про можливість дифузійних процесів при утворенні наноструктур свідчать і знімки самих наноструктур (див. рисунок).

Як видно з рисунка, наноструктурні формування виникають як на шляху дифузії водних дефектів, так і в місцях їхніх зупинок.

Структурні дефекти води в разі опромінення виникають внаслідок вибивання електронів, протонів або інших фрагментів молекул води іонізуючими частинками. Може відбуватися перенесення енергії між дефектами без втрат в разі процесів дифузії по окремих траєкторіях, оскільки на цих траєкторіях можуть бути сформовані ланцюжки водневих зв'язків [5]. На таких ланцюжках, як впливає з робіт А. С. Давидова [5], перенесення енергії відбувається за солітонним типом.

Нелінійне рівняння, що описує розповсюдження збуджень (солітонів) в неперервному середовищі, яке характеризується дисперсією і нелінійністю, має такий вигляд:

$$\Phi_t = 6g\Phi\Phi_x + \beta\Phi_{xxx} = 0, \quad (1)$$

де  $\Phi = \Phi(x, t)$  – характеризує відхилення будь-якої величини (швидкості, щільності і інших яких-небудь величин від середнього значення).

Гамільтонін моделі, що розглядається в [5] записується у вигляді:

$$H = H_p + H_{OH} + H_{int}, \quad (2)$$

де  $H_p$  – гамільтоніан протонної системи,  $H_{OH}$  – взаємодія протонів основної ґратки  $OH$ ,  $H_{int}$  – взаємодія зсувів протонів і іонів гідроксилів.

За відсутності взаємодії між зсувами протонів і зсувами гідроксилів з їхнього рівноважного положення можна отримати таке нелінійне рівняння:

$$u_{tt} - c_0^2 u_{xx} - \omega_0^2 (1 - u^2 / u_0^2) u = 0, \quad (3)$$

що визначає динаміку зсуву протонів.

Тут  $\omega_0^2$  – величина, що характеризує потенційний бар'єр:

$$\omega_0^2 = 4\varepsilon_0 / m u_0^2 \quad (4)$$

$c_0$  – швидкість «протонного звуку».

Рівняння (3) має розв'язок у вигляді стійких одиничних хвиль (солітонів), що поширюються в нелінійному середовищі, які детально описані в [5].

1. S.Y. Lo, X. Geng, D. Gann. Evidence for the existence of stable-water-clusters at room temperature and normal pressure Phys. Lett. A 373(42) (2009) 3872.
2. В. Воейков, К. Коротков. *Новая наука о воде* (Санкт-Петербург: Медный всадник, 2017) 212 с.
3. О.И. Коновалов, И.С. Рыжжина. Образование наноассоциатов – ключ к пониманию физико-химических и биологических свойств высококонцентрированных водных растворов. Изв. АН. Сер. хим. 1 (2014) 1.
4. Н.Е. Лебедева и др. Влияние высококонцентрированных водных растворов и слабых физических полей на поведение водных организмов. Бутлеровские сообщения 42(5) (2015) 8.
5. В.Я. Антонченко, А.С. Давыдов, В.В. Ильин. *Основы физики воды*. Отв. ред. М. С. Бродин (К.: Наук. думка, 1991) 672 с.

## ВИВЧЕННЯ МОЖЛИВОСТІ ВИКОРИСТАННЯ НЕЛЕГОВАНОГО ТЕТРАБОРАТУ ЛІТІЮ ДЛЯ ТЕРМОЛЮМІНЕСЦЕНТНОЇ ДОЗИМЕТРІЇ

І. Г. Мегела, В. Т. Маслюк, О. М. Поп, В. М. Головей, М. М. Біров

*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна*

Новими перспективними матеріалами для термолюмінесцентної дозиметрії персоналу та радіаційного моніторингу навколишнього середовища є датчики на основі тетраборату літію легованого Mn та Cu, а також Ag. Їхньою перевагою є хороша тканино-еквівалентність по відношенню до людського тіла, що спрощує визначення розподілу дози по глибині організму. Перспективним напрямком є використання тетраборату літію для клінічної та технологічної дозиметрії, в яких використовуються значно більші значення величин доз. При взаємодії високоенергетичного ядерного випромінювання з термолюмінесцентними матеріалами одночасно проходять багато процесів, з яких найбільш ймовірним є іонізація, яка приводить до виникнення термолюмінесценції в опромінених матеріалах. При цьому проходить також процес розсіяння ядерних частинок на атомах ґратки, що в свою чергу приводить до створення радіаційних дефектів типу зміщених атомів. Роль радіаційних дефектів у дозиметричних матеріалах практично не вивчалася, у зв'язку з тим, що при вимірюваннях індивідуальної дози персоналу та радіаційного моніторингу докільля, внаслідок невеликого значення доз, впливом радіаційних дефектів можна знехтувати. У той же час, при використанні термолюмінесцентних датчиків у клінічній та технологічній дозиметрії, очевидно, впливом радіаційних дефектів знехтувати не можна. У загальному випадку, радіаційні дефекти можуть зменшувати вихід термолюмінесценції, якщо вона є центрами безвипромінювальної рекомбінації або збільшувати, якщо вони є додатковими пастками для носіїв заряду або додатковими центрами випромінювальної рекомбінації.

Наявність легуючих домішок дещо маскує вплив радіаційних дефектів, тому в даній роботі проведені дослідження впливу опромінення прискорених на мікротроні М-30 електронних пучків різних енергій на кристали нелегованого тетраборату літію (ТБЛ).

Досліджувані кристали нелегованого ТБЛ вирощені в Інституті електронної фізики НАН України методом Чохральського на установках НХ-620 і «Донец-1». З урахуванням інконгруентного випаровування розплаву ТБЛ, його проводили зі складів з надлишком  $B_2O_3$  до 0,5 мол. %. Швидкість витягування становила 3 - 5 мм·добу<sup>-1</sup>, швидкість обертання – 4 - 0 об·хв<sup>-1</sup>, аксіальний температурний градієнт на межі розділу кристал - розплав – 3 - 5 К·мм<sup>-1</sup>. Для зменшення термічних напруг відірвані від розплаву кристали відпалювали протягом 12 - 24 год, після чого охолоджували зі швидкістю 20 К·год<sup>-1</sup> [1].

Вимірювання кривих термолюмінесценції (ТСЛ) проводилось на установці описаній у роботі [2]. Для вимірювання інтенсивності люмінесцентного свічення було використано фотоелектронний помножувач типу ФЕП-136 у режимі лічби фотонів. Криві ТСЛ одержувались в результаті лінійного нагріву досліджуваних зразків зі швидкістю 0,5 °С / с до 300 °С. Контроль температури під час нагріву здійснювався за допомогою хромель-алюмелевої термопари.

Опромінення електронами здійснювалось на стенді, в якому розсіяний пучок одержувався з пучка електронів виведеного з мікротрона М-30 через тонку титанову фольгу, товщиною 50 мкм, і розсіювався танталовою мішенню, товщиною 0,05 мм, на вході формуючого коліматора, який збільшував однорідність розсіяного потоку (метод, що використовується при формуванні полів для терапії онкохворих [3]). Величина та неоднорідність сформованого поля вимірювалась абсолютним циліндром Фарадея з каліброваним вхідним отвором, та не перевищувала 0,5 % на місці встановлення зразка. Циліндром Фарадея здійснювалось калібрування прохідного напівпрозорого монітора вторинної емісії, яким визначався заданий флюенс електронів. Очевидно, що опромінення електронами супроводжувалось невід'ємним гальмівним гамма-випромінюванням, тобто опромінення електронами фактично є опроміненням змішаним електронно-гамма пучком.

Нами встановлено, що, як і в інших термолюмінесцентних матеріалах, після опромінення високоінтенсивними електронними та гамма-пучками у нелегованому ТБЛ виникає довготривала фосфоресценція. Очевидно, що це пов'язано з існуванням у забороненій зоні, поряд з глибокими пастками носіїв заряду, більш мілких, які висвічуються при кімнатній температурі. При цьому, в результаті опромінення високоінтенсивними пучками, швидкість вивільнення носіїв заряду з цих пасток менше швидкості накачування. Цей висновок підтверджується залежністю виходу фосфоресценції від інтенсивності опромінення, криві 1, 2, 3 на рис. 1.

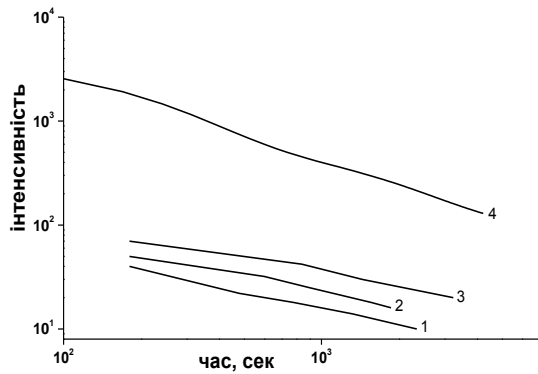


Рис. 1. Кінетика спаду фосфоресценції залежно від умов опромінення:

1, 2, 3 –  $\Phi = 10^{11}$  ел./см<sup>2</sup>;  
 $I - \Phi/t = 1,2 \cdot 10^9$  ел./см<sup>2</sup>·с;  
 2 –  $\Phi/t = 2,4 \cdot 10^9$  ел./см<sup>2</sup>·с;  
 3 –  $\Phi/t = 1,2 \cdot 10^{10}$  ел./см<sup>2</sup>·с;  
 4 –  $\Phi = 10^{13}$  ел./см<sup>2</sup>;  
 $\Phi/t = 9,55 \cdot 10^9$  ел./см<sup>2</sup>·с.

Проведений аналіз отриманих даних (див. рис. 1) показує, що вихід фосфоресценції добре узгоджується із гіперболою Беккереля [4], при чому, як і при опроміненні кристалів магній-алюмінієвої шпінелі [5], із збільшенням дози опромінення показник степені гіперболи збільшується.

Типові криві ТСЛ опроміненого нелегованого ТБЛ наведено на рис. 2. Як видно з наведених даних, у нелегованому ТБЛ спостерігається два піки при температурах 150 - 160 та 250 °С.

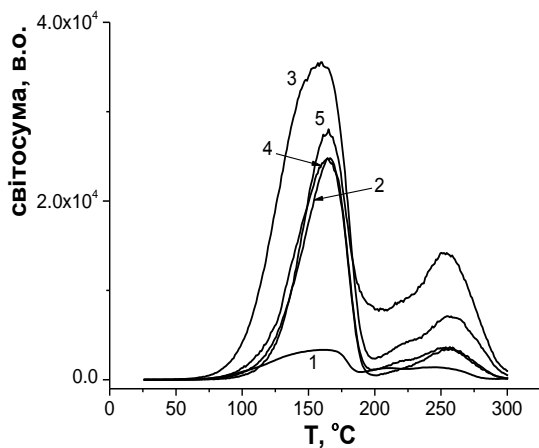


Рис. 2. Характерні криві термолумінесценції опромінених зразків:

1 –  $\Phi = 10^{11}$  ел./см<sup>2</sup>;  
 2 –  $\Phi = 10^{12}$  ел./см<sup>2</sup>;  
 3 –  $\Phi = 10^{13}$  ел./см<sup>2</sup>;  
 4 –  $\Phi = 10^{14}$  ел./см<sup>2</sup>;  
 5 –  $\Phi = 10^{15}$  ел./см<sup>2</sup>.

Як видно з наведених даних, в досліджуваному інтервалі флюенсів, приблизно, до  $1 \cdot 10^{13}$ , спостерігається ріст виходу ТСЛ для обох піків.

Наведені результати свідчать, що нелегований ТБЛ може використовуватися для клінічної та технологічної дозиметрії, при чому, очевидно, необхідно врахувати при розрахунку дози, що смуга при 150 °С має більший федінг, ніж смуга при 250 °С.

1. В.М. Головей. Получение монокристаллов тетрабората лития. Квантовая электроника. 44 (1993) 103.
2. V.I. Lyamayev. A low-cost microcontroller-based measurement system for fractional glow technique. Meas. Sci. Technol. 17 (2006) 75.
3. В.П. Ковалев и др. Устройство для формирования равномерных дозных полей с максимальным коэффициентом использования электронов. Медицинская радиология 12 (1974) 47.
4. В.В. Антонов-Романовский. Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров (Москва: Наука, 1966).
5. I.G. Megela et al. Luminescent properties of MgO 2.5Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> spinel crystals irradiated by 12-MeV electrons. Technical Physics Letters 47 (5) (2021) 498.

## СИМУЛЯЦІЯ СПЕКТРІВ ГАЛЬМІВНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ДЛЯ МІКРОТРОНУ М-30 ІНСТРУМЕНТАРІЄМ GEANT4

**Є. В. Олейніков, І. В. Пилипчинець**

*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна*

При вивченні механізму фотоядерних реакцій, що надає важливу інформацію про властивості атомних ядер, широко використовуються пучки гальмівного випромінювання, які отримують на електронних прискорювачах [1]. У таких експериментах перерізи відновлюють по вимірним виходах реакцій. Для отримання (відновлення) перерізів реакцій необхідно знати точну форму гальмівних спектрів та значення потоків гальмівних фотонів, що попадають на досліджувані мішені [2].

Виходи гальмівних фотонів та їхні енергетичні спектри, отримані шляхом трансформації пучка електронів у гальмівне випромінювання, залежать від багатьох факторів: форми пучка електронів (геометричні розміри, розподіл) і їхньої початкової енергії; характеристик (матеріал, геометричні розміри) конвертерів (гальмівних мішеней) і досліджуваних зразків; їхнього взаємного розташування у просторі відносно осі первинного пучка електронів та можливої наявності додаткових елементів конструкційного забезпечення експериментів [3 - 6].

Для отримання даних за характеристиками пучків гальмівного випромінювання, утворених при взаємодії високоенергетичних електронів із конвертерами, широко використовується комп'ютерне моделювання із застосування програмних пакетів (наприклад: "MCNP6", "FLUKA", "GEANT4"), що реалізують метод Монте-Карло, оскільки експериментальні дослідження потребують дорогих і довготривалих вимірювань.

У роботі представлено результати симуляції характеристик гальмівного випромінювання (що містить гальмівні фотони та залишкові електрони), отриманих на електронному прискорювачі ІЕФ НАН України – мікротроні М-30.

Для проведення комп'ютерного експерименту по моделюванню спектрів фотонів та залишкових електронів, що попадали у площину розташування досліджуваних мішеней (або на самі мішені), перпендикулярну до осі пучка первинних електронів, а також їхнього кутового розподілу (що дало змогу проводити візуалізацію їхніх зображень – профілів у площині по осям  $x$  і  $y$  у перпендикулярній вісі  $z$ ), була розроблена програма на мові C++ з використанням бібліотеки класів Geant-4 [7]. Програма була реалізована під платформу Windows з використанням режиму багато потоковості. Для реалізації розрахунків були використані два комп'ютери з 6-ти ядерними процесорами Intel(R)Core(TM) i7-9750N CPU@2.60GHz і оперативною пам'яттю – 32 і 16 ГБ.

Розрахунки проводилися для енергії початкових електронів – 17,5 MeV при геометричних розмірах вихідного пучка, що мав форму еліпсу з осями  $22 \times 6$  мм. В усіх розрахунках задавався рівномірний розподіл початкових електронів по площині (враховуючи конструктивні особливості вузла виводу електронів – танталового віконечка товщиною 0,05 мм) та кількість подій  $10^8$ . Відстань від вузла виводу до танталовий конвертору (розміри:  $52 \times 45 \times T$  мм [ $T = 0,1; 0,2; 0,5; 1,0; 1,5; 1,75; 2,0; 3,0; 4,0$  мм]) становила 12 мм. Досліджувана мішень (Au; радіус 5,6 мм) був зафіксований перпендикулярно до осі пучка на відстані 75 мм від Та конвертора. Для порівняння проводились розрахунки у площині встановлення мішеней (площина розміром  $1000 \times 1000$  мм).

У результаті розрахунків встановлені залежності спектрів фотонів і залишкових електронів, що попадали у площину розміщення мішені та на саму мішень, від товщини Та-конвертера (0,1; 0,2; 0,5; 1,0; 1,5; 1,75; 2,0; 3,0; 4,0 мм) (рис. 1 - 4). Енергетичні спектри фотонів і електронів наведено на 1 електрон. Показано, що форма спектрів фотонів і електронів залежить як від товщини Та-конвертера, так і геометричних розмірів досліджуваної мішені. Додатково проведені розрахунки загальної кількості фотонів та з енергіями  $\geq 8,00$  і 12,5 MeV, що попадали у площину встановлення мішені та на саму мішень, залежно від товщини Та-конвертера (рис. 5). Аналогічні розрахунки проведені для електронів (рис. 6). Установлено, що для даної схеми експериментальних досліджень оптимальною товщиною Та-конвертера є 1 мм (найкраще співвідношення між кількістю фотонів та залишкових електронів, що попадають на досліджувану мішень).

Встановлено, що початкова кількість електронів ( $10^5 \div 10^9$ ) не впливає на форму спектрів фотонів та залишкових електронів при моделюванні інструментарієм GEANT4.

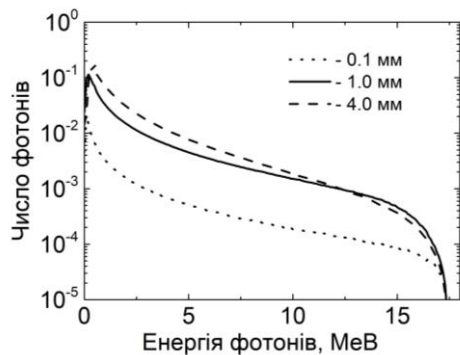


Рис. 1. Спектри гальмівних фотонів, що попадають у площину встановлення досліджуваної мішені.

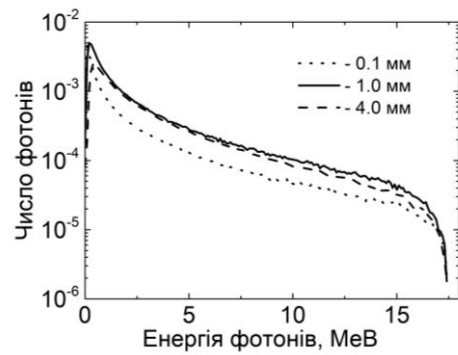


Рис. 2. Спектри гальмівних фотонів, що попадають на мішень.

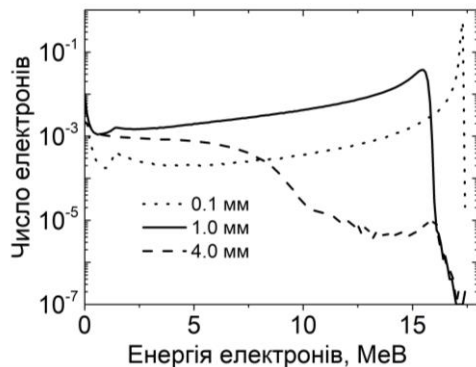


Рис. 3. Спектри залишкових електронів, що попадають у площину встановлення досліджуваної мішені.

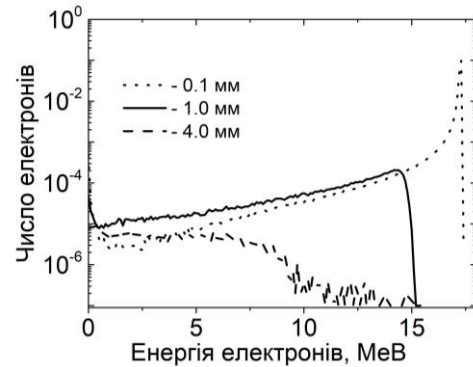


Рис. 4. Спектри залишкових електронів, що попадають на мішень.

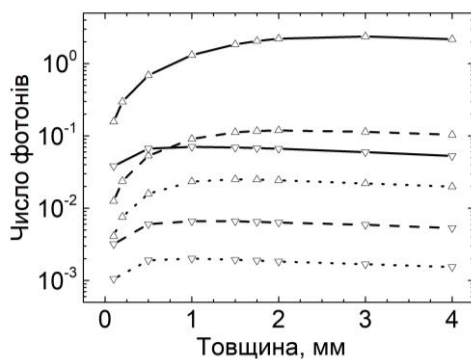


Рис. 5. Залежність виходів фотонів, що попадають у площину встановлення мішені та на мішень.

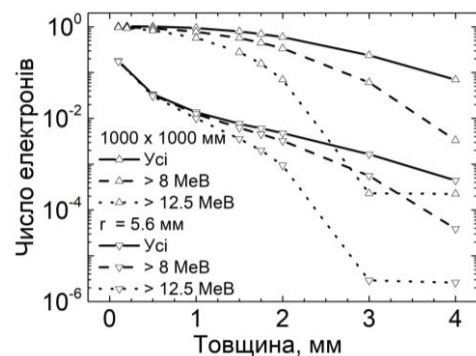


Рис. 6. Залежність виходів залишкових електронів, що попадають у площину встановлення мішені та на мішень.

1. І.В. Пилипчинець та ін. Двошарові мішені для формування пучків високоенергетичних фотонів на електронному прискорювачі – мікротроні М-30. Наук. вісн. Ужгород. ун-ту. Сер. Фізика 45 (2019) 50.
2. В.О. Желтоножський та ін. Дослідження заселення  $^7\text{Be}$  в реакціях на ядрах берилію і бору з гальмівними  $\gamma$ -квантами в широкому діапазоні величин енергії. Ядерна фізика та енергетика 21 (2020) 302.
3. L. Grevillot et al. Simulation of a 6 MV Elekta Precise Linac photon beam using GATE/GEANT4. Phys. Med. Biol. 56 (2011) 903.
4. Y.S. Kim et al. Estimation of photoneutron yield in linear accelerator with different collimation systems by Geant4 and MCNPX simulation codes. Phys. Med. Biol. 61 (2016) 2762.
5. M. Bencheikh et al. Monte Carlo-based analysis of the photon beam fluence with air gap thickness between Linac head exit window and patient's skin in radiotherapy treatments. Nucl. Phys. At. Energy 21 (2020) 275.
6. R. Khabaz. Effect of each component of a LINAC therapy head on neutron and photon spectra. Applied Radiation and Isotopes 139 (2018) 40.
7. GEANT4 10.7 (4 December 2020) <https://geant4.web.cern.ch/support/download>.

Робота виконана у рамках проекту науково-дослідних робіт молодих учених НАН України (Державний реєстраційний номер - 0121U111832).



# FIRST PASSAGE TIMES OF MESOSCOPIC CHARGE TRANSPORT AND ENTROPY CHANGE

**V. V. Ryazanov**

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

The first-passage-time statistics of the fluctuations of a stochastic process  $N(t)$  for electrons transferred through a metallic double dot in the Coulomb-blockade regime are considered. It was found that for this process, any impacts reduce the average time to first reach the level. It is also shown that in calculating the average time to first reach the level, it is necessary to take into account the changes in entropy occurring during this process. Using the example of a DC bias voltage, the influence of external influences on the average time to reach the level is considered.

In [1, 2] was investigated the fluctuations of the time elapsed until the electric charge transferred through a conductor reaches a given threshold value. The distribution of the first-passage times (*FPT*) for the net number of electrons transferred between two metallic islands in the Coulomb blockade regime is considered.

In [1] is derived a simple analytical approximation for the first-passage-time (*FPT*) distribution which took into account the non-Gaussian statistics of the electron transport, and showed that it describes the experimental distributions with high accuracy.

In the context of mesoscopic electron transport, the interest in the distributions of first passage times and waiting times have been inspired by the tremendous progress in nanotechnology allowing very precise single-electron counting experiments.

In [1, 2] is to study the first-passage-time probability distribution  $P_N(t)$  for a stochastic process to first reach or surpass a given value  $N$  at time  $t$ , the first-passage-time statistics for electrons transferred through a metallic double dot in the Coulomb blockade regime, the distribution of the first passage times for electrons tunneling between two islands in the Coulomb blockade regime employing single electron counting technique. For this purpose, in [1, 2] was obtained the full time-record of electron tunneling events between its two metallic islands (see Ref. [2] for details).

In [3, 4], based on experimental data out of [1, 2], *FPTs* were calculated with a zero change in entropy during *FPT* (Fig. 1, dashed line) and with a change in entropy  $\Delta$  during this time (Fig.1, solid line). And also the influence of external influence on *FPT* is calculated (Fig. 2).

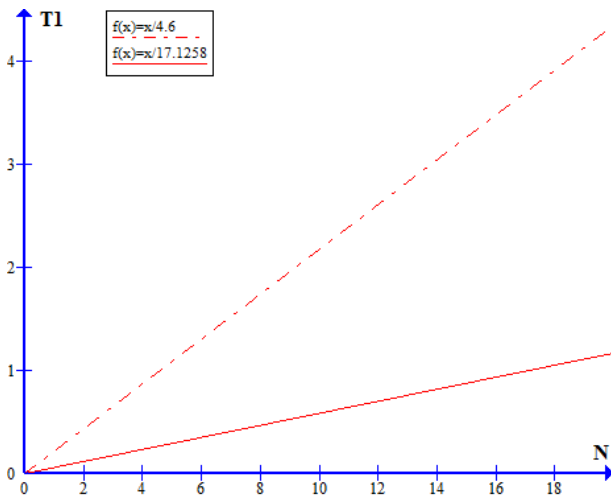


Fig. 1. Dependencies average first-passage-time with a zero change in entropy  $T_0(N) = \bar{T}_{\gamma=0} = N / C_1$  (dashed line) and average first-passage-time with a change in entropy  $\Delta$   $T_1 = \bar{T}_{\gamma(\Delta_e)}$  (solid line approximating the calculated points)

for the value  $N$  of the process  $N(t)$  to take at a fixed time  $t$ . As to the stochastic process to first reach or surpass a given value  $N$ ,  $N(t)$  is the net number of transmitted electrons [1, 2]. Bias voltage  $V_b = 90 \mu\text{V}$ .

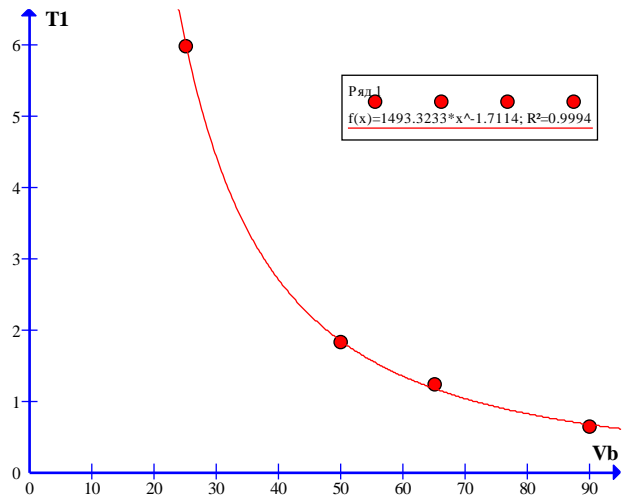


Fig. 2. Calculated dependences of the average first-passage-time  $T_1 = \bar{T}_{\gamma(\Delta_e)}$  to reach the level  $N = 10$  for different values of DC bias voltage  $V_b$  (25, 50, 65, 90  $\mu\text{V}$ ). Pattern symmetric about the y-axis for negative  $V_b$  values.

The average *FPT* is expressed in terms of the entropy change accompanying this process. In addition to the changes that are necessarily present in the course of a random process, any other changes in entropy can also be taken into account, which corresponds to other possible processes occurring in the system. In this paper, the effect of such changes on the average *FPT* is illustrated by taking into account different values of the bias voltage. The mean *FPT* values decrease when the system is influenced. This is illustrated in Fig. 2, where the applied voltage acts as an effect on the system. It is shown that the average *FPT* with a zero value of the argument of the Laplace transform of the *FPT* distribution density, which is associated with changes in the entropy of the system, does not reflect the effect of real processes on the average *FPT*. It is necessary to take into account those changes in entropy that accompany the random process of reaching a certain boundary.

1. S. Singh et al. Universal First-Passage-Time Distribution of Non-Gaussian Currents. Phys. Rev. Lett. 122(23) (2019) 230602.
2. S. Singh et al. Extreme reductions of entropy in an electronic double dot. Physical Review B 99 (2019) 115422.
3. V.V. Ryazanov. Non-equilibrium thermodynamics with first-passage time of states as independent thermodynamic parameter. arXiv:2003.08307.
4. V.V. Ryazanov. Lifetime distributions in the methods of non-equilibrium statistical operator and superstatistics. European Physical Journal B 72 (2009) 629.

## ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРАЛЬНОЇ ЧУТЛИВОСТІ КОМПОЗИТНОГО МАТЕРІАЛУ $\text{Ag}_2\text{O} - \text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ( $x = 0,22$ )

О. Б. Смірнов<sup>1</sup>, Р. К. Савкіна<sup>1</sup>, Є. В. Малий<sup>2</sup>,  
І. В. Петренко<sup>2</sup>, Р. С. Удовицька<sup>1,3</sup>, С. К. Губа<sup>4</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

<sup>3</sup> Кафедра молекулярної фізики, хімічний факультет, Лодзінський технологічний університет, Лодзь, Польща

<sup>4</sup> Національний університет «Львівська політехніка», Львів, Україна

Напівпровідникова сполука  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  є базовим напівпровідниковим матеріалом для виготовлення інфрачервоних (ІЧ) детекторів. Робочий діапазон їхньої фоточутливості отримується шляхом «балансу» композиції елементів Cd, Hg, Te напівпровідникової сполуки, де вибір спектральної смуги залежить від зміни мольної частки ( $x$ ) CdTe у сплаві  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . На сьогодні гетероструктури на основі CdHgTe та їхні нещодавно виявлені захоплюючі фізичні властивості привертають значну увагу, особливо для області ТГц-нанофотоники.

Ця робота спрямована на вирішення трьох основних проблем, які наразі виникають при розробці ТГц-методик детектування з використанням антенних пристроїв. Перша проблема полягає у розробці та виготовленні наноантени, спроможної забезпечити максимально високу добротність  $Q$ . Друга проблема полягає у мініатюризації (граничний  $a$  – розмір) електрично малої антени [1]. Третя проблема для такої антени полягає у якісному узгодженні імпедансу.

Розроблено елементи радіаційної технології створення композитного напівпровідникового матеріалу з включеннями метал-оксиду (напівпровідник  $p\text{-Ag}_2\text{O}$   $E_g$  (1,41 eV ÷ 1,34 eV)), що інтегруються до наноструктурованого шару потрійної сполуки CdHgTe шляхом ковзної імплантації мішені  $\text{Ag}^+$  [2].

Установлено, що структуровану поверхню синтезованого композиту  $p\text{-Ag}_2\text{O-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x \sim 0,22$ ) у формі упорядкованих наноконусів можна розглядати з точки зору елементарних комірок, які є складовими синтезованої субхвильової поверхні. Коли така одинична комірка знаходиться поблизу резонансу, вона може діяти як зосереджений компонент (резистор -  $R$ , індуктор -  $L$  або конденсатор -  $C$ ). Аналогічно до електричних кіл де зосереджені компоненти контролюють електричні сигнали в електронних пристроях, метаматеріали можуть управляти електромагнітними полями по всій області простору твердого тіла.

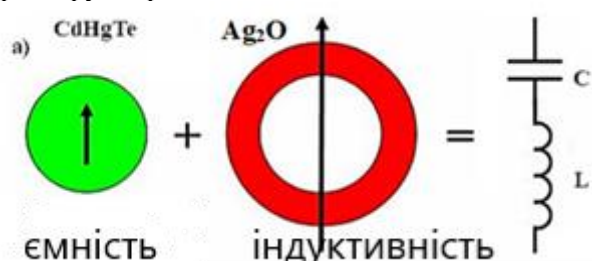


Рис. 1. Негативна геометрія синтезованого матеріалу, як різних оболонок проникності  $\epsilon$ .

Отримана у роботі композитна система напівпровідників розглядається в геометрії (рис. 1) базового матеріалу всередині (CdHgTe) та оболонки ( $\text{Ag}_2\text{O}$ ), яка має негативну діелектричну проникність  $\epsilon$  які разом утворюють LC-резонатор. У такий спосіб утворюється мала електрична антена на базі CdHgTe, яка діє як ємнісний елемент -  $C$ , а навколишня оболонка - електрично малий диполь  $\text{Ag}_2\text{O}$  який діє як індуктивний елемент -  $L$ . Однак  $\text{Ag}_2\text{O}$  через негативну діелектричну проникність  $\epsilon$  виступає,

як індуктивний елемент -  $L$ . Товщина такої метаоболонки з оксиду може становити менше сотих довжини хвилі  $\lambda$  у вільному просторі, що не призводить до помітного загасання електромагнітного поля у синтезованому напівпровідниковому композитному матеріалі  $p\text{-Ag}_2\text{O-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x \sim 0,22$ ).

В отриманій, шляхом ковзного опромінення (під кутом  $\theta = 45^\circ$ ) поверхні  $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x \sim 0,22$ ) йонами срібла, гібридній наногетероструктурі  $p\text{-Ag}_2\text{O-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x \sim 0,22$ ) виявлено фотовідгук (рис. 2) у SWIR-MWIR та суб-терагерцовому – MW-діапазонах спектру. Фоточутливість  $S_v$  у субТГц області становить близько  $(7 \div 15)$  мкВ на частоті  $\nu \approx 140$  ГГц опромінення при вихідній потужності джерела  $\sim 7$  мВт. Значення  $NEP \approx 4,5 \cdot 10^{-8}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup>.

На нашу думку структурований рельєф поверхні синтезованого напівпровідникового композиту можна розглядати, як електрично і фізично малі антени, тобто поверхня синтезованого  $p\text{-Ag}_2\text{O-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x \sim 0,22$ ) стала чутливою до випромінювання від джерела MW- хвиль (140 ГГц). Ми припускаємо, що розширення робочого діапазону вихідного напівпровідникового матеріалу  $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x \sim 0,22$ ) (до діапазону ММ хвиль) пов'язано із включеннями напівпровідникового оксиду срібла, який формується йонною імплантацією. Робота має суттєве значення в області розробки

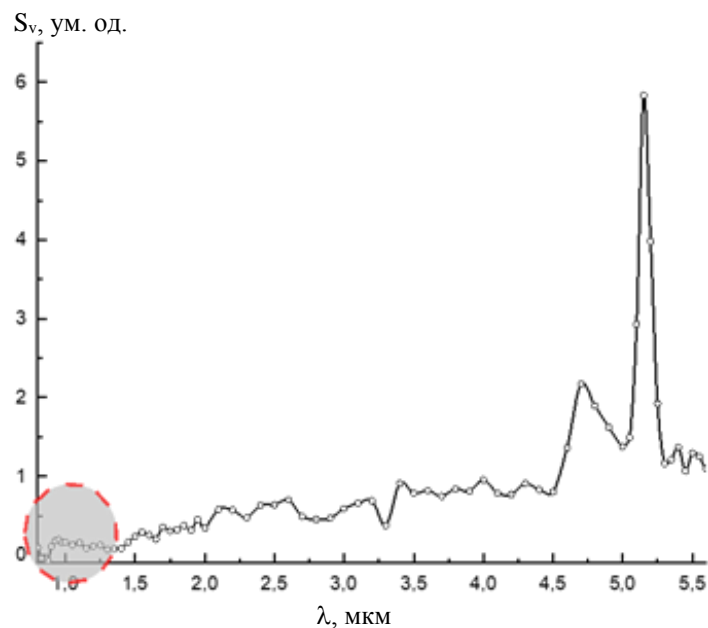


Рис. 2. Спектральна чутливість  $S_v$  зразка  $p$  -  $\text{Ag}_2\text{O}-\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x \sim 0,22$ ); виділена область вказує на чутливість у SWIR-області  $p$ - $\text{Ag}_2\text{O}$ . Чутливість у MWIR - області відповідає базовому  $p$  -  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x \sim 0,22$ )).

детекторів випромінювання. Отримані результати можуть бути використані при розробці і створенні інтегрального мультиспектрального (SWIR-MWIR та суб-терагерцовому – MW) приймача випромінювання.

1. Lan Jen Chu. Physical limitations of omni-directional antennas Journal of Applied Physics 19(12) (1948) 1163.
2. A.B. Smirnov et al. Optical characterization of the HgCdTe-based composite structure obtained by Ag ion implantation. Journal of Materials Science: Materials in Electronics 29(18) (2018) 15708.
3. F.C. Motta et al. Bradley Highly ordered nanoscale surface ripples produced by ion bombardment of binary compounds. Journal of Physics D: Applied Physics 45(12) (2012) 122001.

# FINE STRUCTURE OF THERMOLUMINESCENCE ASSISTED BY MOLECULAR VIBRATIONS IN DISORDERED ORGANIC SEMICONDUCTORS

V. I. Sugakov

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

Thermally stimulated luminescence (thermoluminescence or TSL) is widely used in radiation dosimetry, dating, and material research. The search of applications of new luminescent materials, in particular, about the defects and their role in the shaping of material's properties, requires information about the state of materials. The observation of the thermoluminescence presents such information. At thermoluminescence, a sample is irradiated at low temperature by the light, X-rays, the particles with high energy so on. As result electrons and holes are created in the system. Part of them recombines, the other part is captured by traps. Under investigation of the thermoluminescence, the temperature of the investigated samples increases, the carriers leave the traps and recombine with emitting the light. The probability of release of trap is determined by the Arrhenius law  $\exp(-E_a / \kappa T)$ , where  $E_a$  is the activation energy.

In the presented report, the thermoluminescence of polymers is investigated. These materials are applied in light-emitting diodes, scintillators, storage phosphors, materials for solar cells. Due to randomly oriented molecules of polymers, the spectrum of traps for electrons and holes is a wide and quasi-continuum. Unusual results were obtained in the works [1] devoted to the investigation of poly(di-n-hexylsilane) at low temperatures by the fractional thermally stimulated luminescence. The results showed the presence of pronounced discrete levels. Moreover, the activation energies, have been equal to the energy of the polymer's molecular vibrations quanta, obtained from the Raman spectra. Such coincidence was explained in the paper [2] using an assumption that the transition of a carrier from the localized state to the region of conductive states (detrapping) occurs via the absorption of a separate quantum of molecular vibrations. With increasing the temperature, the number of the quanta grows, and they begin to release the carriers from the trap, which have the activation energy  $E_a$  equals of energy of vibration quantum  $\hbar\omega$ . The process leads to the appearance of fine structure in the thermoluminescence curve, which was observed in the experiment [3].

The results of the manifestation of separate modes of molecular vibrations including the many phonons' processes on the formation of the thermoluminescence of disordered systems with quasi-continuous spectra of localized carriers are presented in the report. We consider that the charge moves by jumps between molecules to the conductive region, where it may meet the charge with opposite sign and recombine with emitting light. The release of the charge from the trap occurs due to the charge-vibrational interaction. In the presented work this interaction is proportional to the displacements of nuclei of molecule in the presence of a carrier, it will be designated by  $g^2$ . Due to the typical procedure of the investigation of thermoluminescence, it is suggested, that the heating of the sample occurs by the linear rise of the temperature. The energy distribution function  $n(E, t)$  is calculated using the kinetic equation, which takes into account the disappearance of carriers due to processes of recombination. The dependence of the intensity of thermoluminescence  $I$  on temperature is proportional to the integration of the value  $-dn(E, t)/dt$  overall states with different  $E$ . In Figs. 1 and 2 the thermoluminescence curves are presented for different values of the constant of carrier-vibration interaction  $g^2$ . It is seen from Figs. 1 and 2 that at small  $g^2$  only a single peculiarity with a spike and a dip is observed. With increasing the constant, the new structures appear, their number grows, and they become more pronounced. The appearance of several maxima corresponds to processes of charge carriers' transitions to the conductive region with the absorption of 1, 2, 3, ... quanta of molecular vibrations. A great value of  $g^2$  the structures appear to emerge periodically. The thermoluminescence curve consists of several periodically situated spikes, which arise due to the absorption of the different numbers of molecular vibration's quanta. The curves in Fig. 2, *a* and *b* are calculated for the cases of irradiation of samples by different temperatures: 4 and 77 K. Since the temperature in Fig. 2, *b* is higher than the irradiation temperature in Fig. 2, *a*, the upper levels in the polymer are empty and the curve is beginning from the spike, caused by absorption of the 9-th molecular vibration.

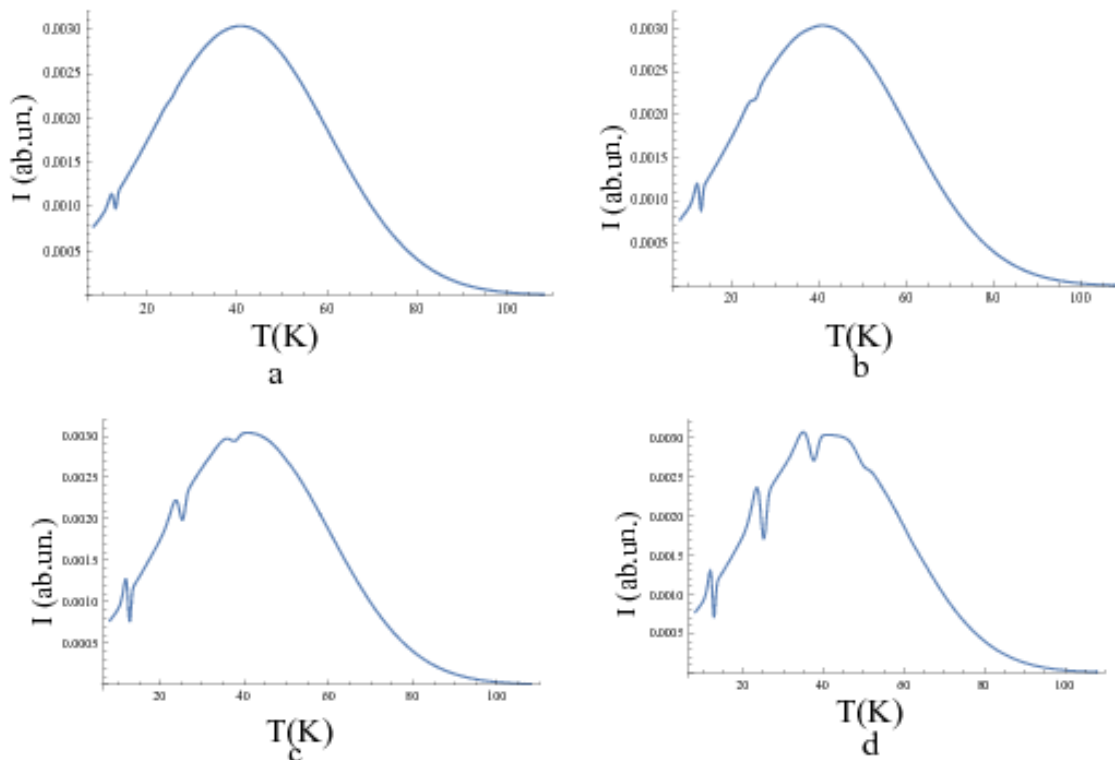


Fig. 1. The thermoluminescence curves at  $\hbar\omega=0.03$  eV,  $a - g^2 = 0.01$ ,  $b - 0.02$ ,  $c - 0.05$ ,  $d - 1$ .

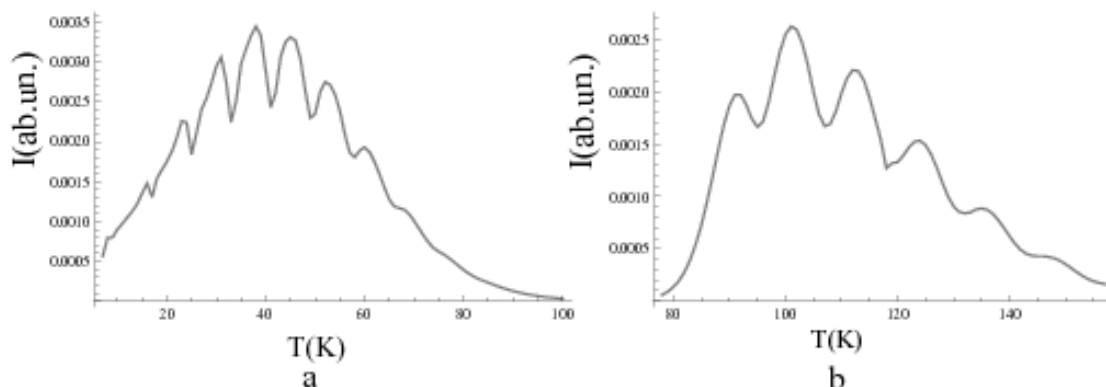


Fig. 2. The thermoluminescence curves at  $a - \hbar\omega=0.02$  eV,  $g^2 = 5$ ;  $b - \hbar\omega=0.03$  eV,  $g^2=10$ .  
The samples in Fig. 2 were irradiated at different temperatures:  $a - 4$  K,  $b - 77$  K.

Thus, in the work, the thermoluminescence of disordered organic semiconductors was studied using the quantum-mechanical expression for carrier jumps between molecules. The main attention was devoted to the investigation of the influence of separated molecular vibrations on the thermoluminescence in the mediums with the quasi-continues spectrum of carriers. The resonance between the energy of a single vibrational quantum and the depth of a carrier trap leads to the appearance of a fine structure in the thermoluminescence curve and its investigation presents a new perspective method of removal of information about traps, vibrations, a conductive region in disordered mediums.

1. A. Gumenyuk et al. Unusual features of charge carrier traps energy spectra in silicon organic polymers revealed by advanced TSL. Chem. Phys. 194 (2012) 36.
2. V.I. Sugakov, N.I. Ostapenko. Effect of molecular optical vibrations on thermoluminescence of silicon organic polymer. Chem. Phys. 456 (2015) 22.
3. V. Sugakov et al. Molecular vibrations, activation energies of trapped carriers and additional structure in thermoluminescence of organic polymers. Synthetic Metals 234 (2017) 117.

# DETERMINATION OF ENERGY DISORDER IN DISORDERED SEMICONDUCTORS WITH HIGH MOBILITY OF CHARGE CARRIERS: THE CASE OF AMORPHOUS OXIDE InGaZnO

**I. I. Fishchuk<sup>1</sup>, A. K. Kadashchuk<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup> *Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

A model based on the concept of spatial energy variations of the conduction-band edge (“random band-edge model”) has been extended to also describe the Meyer - Neldel (MN) compensation rule in disordered semiconductors with high charge-carrier mobility. It was applied to an amorphous metal oxide InGaZnO - a promising thin-film semiconductor material that features high charge mobility above 10 cm<sup>2</sup>/Vs. In our theoretical treatment, we used an Effective medium approximation (EMA), which is a more appropriate approach for the description of the charge transport in InGaZnO, as compared to the model of random barriers in-band transport or the percolation formalism proposed by Adler [1]. The suggested EMA model allows the determination of the energy disorder parameter in high-mobility amorphous oxide semiconductors by fitting the temperature dependences of the charge mobility measured in field-effect transistor (FET) devices.

The random band-edge model [2] assumes that the energy disorder in an amorphous semiconductor is caused by random fluctuations of the local edge of the conduction band and one can use the local conductivity  $\sigma(\varepsilon_m)$  at  $\varepsilon_m$ . It is further assumed that, as in [2], fluctuations of  $\varepsilon_m$  can be described by a Gaussian distribution  $g(\varepsilon_m)$  with the standard deviation of  $\delta$ . The density of band states is usually taken as  $D(\varepsilon) = D_0 \sqrt{\varepsilon - \varepsilon_m}$ , where  $D_0 = (2m^*)^{3/2} / 2\pi^2 \hbar^3$ ,  $m^*$  is the effective electron mass. We neglect, as in [2], the presence of localized states at  $\varepsilon < \varepsilon_m$ . We use the EMA approach to determine the effective electrical conductivity  $\sigma_e$  that describes the entire amorphous semiconductor using the following self-consistency equation

$$\left\langle \frac{\sigma(\varepsilon_m) - \sigma_e}{\sigma(\varepsilon_m) + (d-1)\sigma_e} \right\rangle = 0 \quad (1)$$

and perform configurational averaging over a Gaussian distribution of  $g(\varepsilon_m)$ . Here  $d$  is the spatial dimension of the system. Local conductivity  $\sigma(\varepsilon_m)$  is described classically as for the band conductivity

$$\sigma(\varepsilon_m) = \frac{2e^2}{3m^* k_B T} \tau \int_{\varepsilon_m}^{\infty} (\varepsilon - \varepsilon_m)^{3/2} f(\varepsilon) [1 - f(\varepsilon)] d\varepsilon, \quad (2)$$

where  $\tau$  is the relaxation time,  $f(\varepsilon) = 1 / \{1 + \exp[(\varepsilon - \varepsilon_F) / k_B T]\}$ ,  $\varepsilon_F$  is the Fermi level, which is determined from the total concentration of charge carriers  $n$ , namely  $n = \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon_m g(\varepsilon_m) \int_{\varepsilon_m}^{\infty} d\varepsilon D(\varepsilon) f(\varepsilon)$ . Performing configuration averaging in Eq. (1), we obtain the following relation for

$$\sigma_e \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\left(-\frac{1}{2}t^2\right) \frac{\int_t^{\infty} dt_1 \frac{(2/3)x(t_1-t)^{3/2}}{1 + \exp[x(t_1-x_F)]} \left[1 - \frac{1}{1 + \exp[x(t_1-x_F)]}\right] - X_e}{\int_t^{\infty} dt_1 \frac{(2/3)x(t_1-t)^{3/2}}{1 + \exp[x(t_1-x_F)]} \left[1 - \frac{1}{1 + \exp[x(t_1-x_F)]}\right] + (d-1)X_e} = 0. \quad (3)$$

Here  $X_e = \sigma_e / \sigma_0$ ,  $\sigma_0 = e\mu_0 D_0 \delta^{3/2}$ ,  $\mu_0 = e\tau / m^*$ ,  $x = \delta / k_B T$ ,  $x_F = \varepsilon_F / \delta$ . The effective charge carrier mobility  $\mu_e$  is determined as  $\mu_e = \sigma_e / en$ .

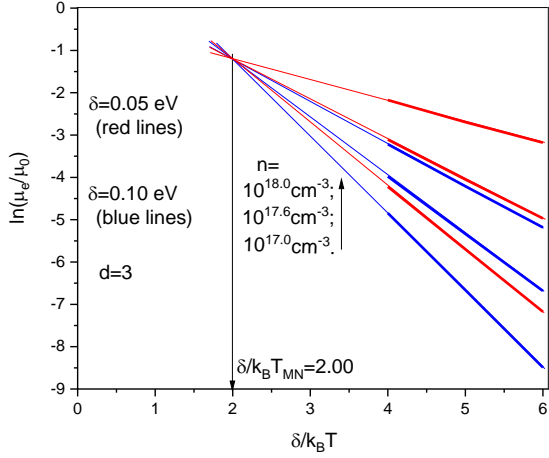


Fig. 1. Temperature dependences of the effective charge mobility calculated using Eqs. (1), (2) and (3) at different total carrier concentrations  $n$  for two different  $\delta$  values.

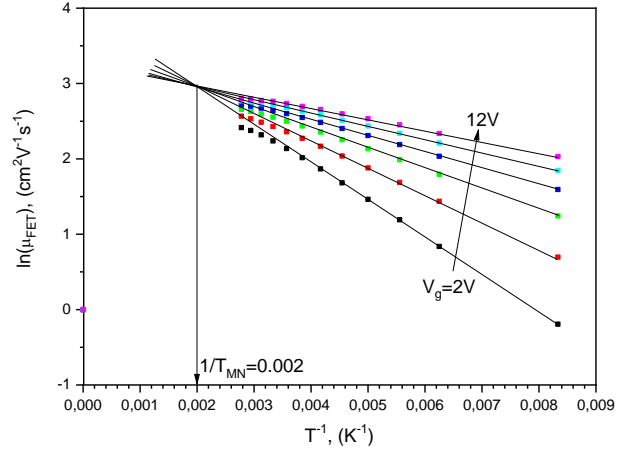


Fig. 2. Temperature dependences of the drift charge mobility (symbols) measured in InGaZnO field-effect transistor at different gate voltages  $V_g$ . Eq. (4) yields parameter  $\delta = 0.086$  eV.

Fig. 1 demonstrates that the calculated mobility temperature dependences can be well approximated by linear dependences in an Arrhenius representation, and they intersect at the same  $\delta/k_B T_{NM}$ -value when extrapolated to a higher temperature irrespective of the  $\delta$  value. This implies a universal relationship between the Meyer - Neldel temperature  $T_{NM}$  and the  $\delta$ -parameter in the following form

$$\frac{\delta}{k_B T_{NM}} = 2.0. \quad (4)$$

Thus, Eq. (4) allows determining the energy disorder parameter  $\delta_c = \delta$  using experimentally accessible  $T_{NM}$  values. To verify this, we calculated the mobility temperature dependences for  $\delta = 0.05$  eV and  $\delta = 0.10$  eV, and then using Eq. (4) we evaluated  $\delta_c = 0.06$  eV and  $\delta_c = 0.11$  eV, respectively.

The Meyer - Neldel rule has been studied before in low-mobility organic semiconductors [3] with hopping charge transport through the localized states. The effective mobility was also found to fulfill the universal relation (4), where  $\delta$  was the width of the distribution of localized state energies. Thus, Eq. (4) has a universal character. The only difference is related to a different meaning of  $\delta$ -parameter for cases of low ( $\mu \ll 1 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ) and high ( $\mu \gg 1 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ) charge mobilities (Fig. 2).

1. D. Adler et al. Electrical conductivity in disordered systems. *Solid State Commun.* 12 (1973) 9.
2. I.I. Fishchuk et al. Interplay between hopping and band transport in high-mobility disordered semiconductors at large carrier concentrations: The case of the amorphous oxide InGaZnO. *Phys. Rev. B* 93 (2016) 195204.
3. I.I. Fishchuk et al. Unraveling the Role of Multiphoton Excitations and Disordered Concerning the Meyer-Neldel Type Compensation Effect in Organic Semiconductors. *Phys. Rev. Applied.* 10 (2018) 054063.



СТРУКТУРА ШВИДКИХ МАГНІТОАКУСТИЧНИХ МОД З ВИСОКИМИ ЧАСТОТАМИ

**О. С. Бурдо, Я. І. Колесниченко, Т. С. Руденко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Більшість робіт, присвячених магнітогідродинамічним модам у тороїдальній плазмі, стосуються альфвенових мод. Між тим, швидкі магнітоакустичні моди (FMM) [також відомі як компресійні альфвенові власні моди (CAE) та магнітозвукові моди] також можуть відігравати важливу роль. Імовірно, високочастотні FMM (моди з частотами вище йонної гірочастоти,  $\omega \geq \omega_{Vi}$ ) є відповідальними за надтеплове йонно-циклотронне випромінювання (ICE) у термоядерних пристроях. Схоже, вони відіграли роль у деякому поліпшенні параметрів плазми у дейтерієво-третієвих розрядах в DTE1-експериментах на установці JET [1]. Більшість теоретичних робіт про структуру FMM використовують ідею, висловлену у [2, 3], що комбінація радіальної зміни густини йонів  $n_i(r)$  та полоїдального хвильового числа  $k_g = m/r$  призводить до утворення потенційної ями, яка дає змогу формування власної моди, локалізованої у кільцевій області, яка розташована, зокрема, біля краю плазми. Цю модель, однак, важко узгодити з експериментами, де спостерігалось йонне-циклотронне випромінювання з ядра плазми, див. [4, 5]. Перший крок для розв'язання цієї проблеми було зроблено у [6], де було показано, що локалізована на краю плазми FMM, яка виникає завдяки неоднорідності плазми, є окремим випадком цих мод. Згідно з [6], існують високочастотні FMM,  $\omega \geq \omega_{Vi}$ , які займають значну частину перерізу плазми та FMM, що мають максимальні амплітуди у ядрі плазми. Крім того, були виявлені полоїдально-симетричні моди з максимальними амплітудами на магнітній осі. Однак описані результати отримані у простій моделі циліндричної плазми. Тому в цій роботі ми вивчаємо вплив тороїдальності на високочастотні FMM. Виведено відповідні рівняння та розробляється код, що їх розв'язує. Отримані шляхом розв'язання цих рівнянь результати будуть представлені у цій презентації.

1. Ya.I. Kolesnichenko et al. JET Contributors. Nucl. Fusion 58 (2018) 076012.
2. S.M. Mahajan, D.W. Ross. Phys. Fluids 26 (1983) 2561.
3. B. Coppi et al. Phys. Fluids 29 (1986) 4060.
4. R. Ochoukov et al. Rev. Sci. Instrum. 89 (2018) 10J101.
5. K.E. Thome et al. Rev. Sci. Instrum. 89 (2018) 10I102.
6. O.S. Burdo, Ya.I. Kolesnichenko. Physics Letters A 384 (2020) 126825.

# ВПЛИВ РЕЗОНАНСНОЇ ПОСЛІДОВНОСТІ КОРОТКИХ РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЕЛЕКТРОННИХ ЗГУСТКІВ НА ПРОСТОРОВИЙ РОЗПОДІЛ ГУСТИНИ ТА ТЕМПЕРАТУРИ ФОНОВОЇ ПЛАЗМИ

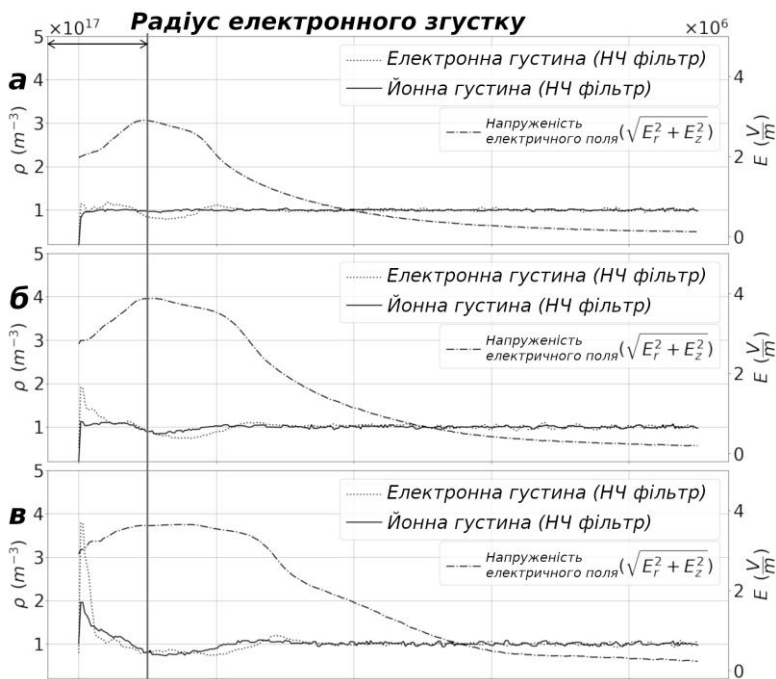
**О. К. Винник, І. О. Анісімов**

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

Високоамплітудні кільватерні хвилі у плазмі є привабливим інструментом з точки зору використання їх для створення наступного покоління прискорювачів заряджених частинок, лазерів на вільних електронах та ряду інших пристроїв, а також інших застосувань, як діагностика параметрів плазми для ізотермічних моделей. Одним з найпоширеніших способів збудження цих хвиль є збудження з допомогою інжекції релятивістських електронних згустків [1]. Ряд переваг мають схеми з інжекцією резонансної послідовності згустків. Проте, при використанні таких схем, також виникає ряд особливостей, як то зворотній вплив плазми, збуреної всіма попередніми згустками, на кожен наступний, інжектований у плазму.

Серед іншого, досі не до кінця вивченим є ефект насичення амплітуди кільватерних хвиль після інжекції певної кількості електронних згустків [2]. З метою перевірки гіпотези про зміни параметрів фонові плазми, як важливий чинник створення ефекту насичення амплітуди, були проведені комп'ютерні моделювання з допомогою ПІС коду PiCoPiC [3]. Результати моделювань показали, що амплітуда кільватерного поля, збудженого послідовністю коротких релятивістських електронних згустків, насичується з подальшим спаданням після майже лінійного зростання на початковій стадії збудження. Насичення має місце після проходження обмеженої кількості згустків. Така поведінка спричинена деформацією просторового розподілу густини плазми. Визначальним фактором у зміні цього розподілу є високочастотне видавлювання, викликане неоднорідним розподілом напруженості електричного поля, кільватерної хвилі. Для перевірки цієї версії проведений додатковий аналіз даних у вигляді часових залежностей та радіальних профілів повної напруженості поля  $([E_r^2 + E_z^2]^{1/2})$  з накладеним низькочастотним фільтром для визначення середніх значень напруженості поля за період (рисунк). Радіальний профіль напруженості виявив складну структуру, що дозволило пояснити зміну просторового розподілу густини плазми, який розділився на кілька радіальних областей. У свою чергу, це спричиняє вихід системи з резонансу і, відповідно, насичення, а потім і падіння амплітуди хвилі.

Також, при виштовхуванні плазми до приосьових областей, спостерігається нагрівання як електронної так і йонної компоненти плазми. При чому, воно відбувається за різними механізмами. Нагрівання електронної компоненти зумовлено нагрівною нестійкістю. Картина нагріву йонної компоненти суттєво відрізняється від електронної і, судячи з моделювань, має адіабатичну природу. Проте, це питання потребує детальнішого вивчення.



Радіальні електронний і йонний профілі густини плазми, та радіальний профіль напруженості електричного поля  $([E_r^2 + E_z^2]^{1/2})$  недалеко від точки інжекції згустків для різних моментів часу:

- а)  $2 \cdot 10^{-9}$  с;
- б)  $4 \cdot 10^{-9}$  с;
- в)  $6 \cdot 10^{-9}$  с.

Помітна приосьова область з підвищеною густиною, область витиснення плазми та незначне підвищення густини на периферії (електронна компонента), яке перетворюється на ударну хвилю без зіткнень у пізні моменти часу.

Оскільки деформація радіального профілю густини плазми перешкоджає збудженню високоамплітудних кільватерних хвиль, запропоновано кілька методів, направлених на перешкодження просторовій деформації густини плазми. Зокрема, запропоновано використання плазми з важкими йонами. Так, використання цезієвої плазми приводить до збільшення часу лінійного збільшення амплітуди кільватерної хвилі  $i$ , відповідно, максимальної її амплітуди, до 1,5 разів. Іншим потенційним механізмом зменшення деформації радіального профілю густини плазми запропоновано радіальне профілювання згустків. Проте, цей механізм виявився неефективним, оскільки початковий профіль згустку швидко руйнується за механізмом зворотної дії кільватерного поля  $i$ , з рештою, перетворювався на подібний до прямокутного.

1. I. Blumenfeld et al. Energy doubling of 42 GeV electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator. *Nature* 445 (2007)741.
2. K. Lotov et al. Simulation of plasma wakefield excitation by a sequence of relativistic electron bunches. *Problems of Atomic Science and Technology* 6 (2008) 114.

## ВИМІРЮВАННЯ АМПЛІТУДИ КОЛИВАНЬ ПОТЕНЦІАЛУ У ГЕЛІКОННОМУ РОЗРЯДІ ЕМІСІЙНИМ ЗОНДОМ

**В. Ф. Вірко, Ю. В. Вірко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Завдяки високій ефективності хвильові геліконні розряди широко використовуються в багатьох галузях [1]. Як і для всіх високочастотних розрядів, для них характерні інтенсивні коливання потенціалу плазми на робочій частоті (зазвичай 13,56 МГц). Ці коливання ускладнюють зондову діагностику плазми розряду через спотворення характеристик, що призводить до завищення електронної температури [2]. Вони також можуть впливати на розподіл енергій йонів у розряді. Зокрема у випадку, коли амплітуда коливань потенціалу перевищує його стаціонарне середнє значення, потенціал плазми в окремі моменти може ставати від'ємним. При аналізі енергій йонів за допомогою електростатичного аналізатора це проявляється в тому, що гальмування йонного струму починається вже при негативних напругах аналізуючої сітки-дискримінатора, коли дискримінатор повинен лише прискорювати йони. Поява у плазмі значної кількості йонів з низькою енергією може також впливати на технологічні характеристики розряду. Тому амплітуда коливань потенціалу має бути контрольованою. Вимірювання абсолютної величини амплітуди за допомогою високочастотних емісійних зондів пов'язане з необхідністю враховувати ємність призондового шару плазми, що є складовою дільника напруги, який визначає чутливість вимірювального тракту. Оскільки ця ємність залежить від параметрів плазми і змінюється, її врахування становить певні труднощі.

Можливе вирішення полягає у використанні термоємійного зонда, сполученого з селективним детектором, настроєним на частоту пульсацій потенціалу. Ідея пропонованого методу полягає в тому, що коли розжарений зонд знаходиться при від'ємному потенціалі відносно плазми, з нього відбирається електронний струм насичення, який визначається емісійною здатністю (температурою) зонда і слабо залежить від потенціалу плазми. При високому додатному потенціалі – вище потенціалу плазми – зонд відбирає струм насичення плазмових електронів, який майже не залежить від емісії зонда. Тому струм емітованих зондом електронів буде зазнавати найбільшої модуляції в тому випадку, коли зонд знаходиться в області потенціалів, при яких плазма стає то позитивною, то негативною по відношенню до зонда, тобто в межах зміни потенціалу плазми в процесі коливань. Оскільки струм емісії зазвичай перевищує струм плазмових електронів, можна сподіватись, що високочастотна складова потенціалу розжареного зонда, який має достатньо високий реактивний опір відносно схеми живлення, також буде максимальною, коли його потенціал знаходиться в цих межах. Перевага метода полягає в тому, що він не потребує калібрування абсолютної чутливості схеми.

Досліди для з'ясування можливостей такого методу проводились у плазмі геліконного розряду, збуджуваного планарною індукційною антеною [3] на частоті 13,56 МГц при тиску аргону 0,65 Па у поздовжньому магнітному полі до 6 мТ. Використаний термозонд звичайної конструкції [4] з вольфрамового дроту діаметром 100 мкм у вигляді петлі довжиною 7 мм. Схема живлення зонда і вимірювальних кіл зображена на рис. 1.

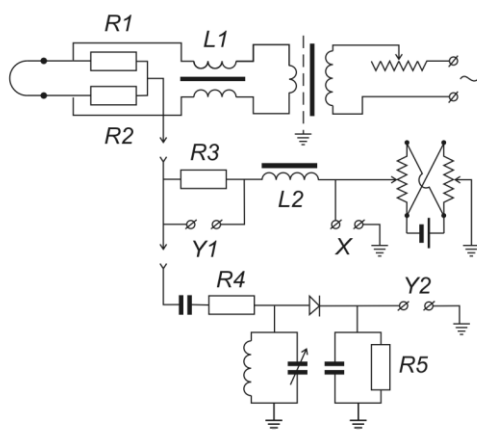


Рис. 1. Схема живлення термоємійного зонда.

Опори  $R1 = R2 = 9 \text{ Ом}$  утворюють штучну середню точку емітера. Вимірювальний опір  $R3 = 10 \text{ Ом}$ ; «Y1», «Y2», «X» – клеми для підключення відповідних входів двокоординатного самописця Н-307. Дроселі  $L1$  та  $L2$  відокремлюють зонд по високій частоті від кіл живлення. Резонансний детектор, настроєний на частоту 13,56 МГц, використовувався для вимірювання амплітуди ВЧ складової напруги зонда  $U_{вч}$  (вихід «Y2»), тоді як постійна напруга зміщення зонда  $U_3$  реєструвалась по «X» - координаті самописця. Зонд розміщений на осі розрядної камери на відстані 30 см від кварцового вікна в торці камери, за яким розміщена планарна антена.

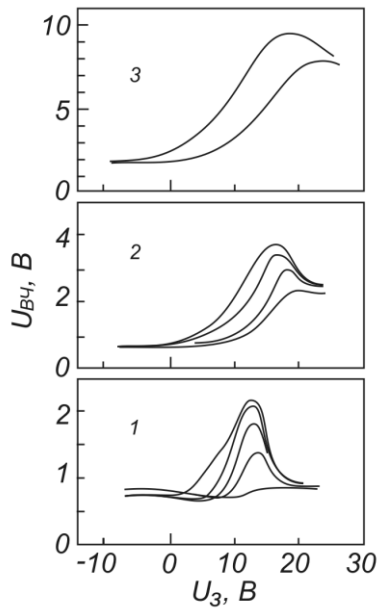


Рис. 2. Залежність вихідної напруги детектора  $U_{Вч}$  від напруги зміщення зонда  $U_3$  при різних температурах емітера і різних магнітних полях.  $W = 1$  кВт,  $p_{Ar} = 0,65$  Па. 1 – магнітне поле  $B_0 = 1,2$  мТ; 2 –  $B_0 = 3$  мТ; 3 –  $B_0 = 6$  мТ. Нижні криві на кожному рисунку відповідають холодному зонду, верхні криві – зонду, розжареному до насичення амплітуди  $U_{Вч}$ .

На рис. 2 показано залежності вихідного сигналу детектора  $U_{Вч}$  від напруги зміщення  $U_3$  при трьох значеннях магнітного поля і при поступовому збільшенні температури емітера. При фіксованій вихідній потужності генератора  $W = 1$  кВт концентрація плазми на осі розряду, в місці розташування зонда, істотно залежала від магнітного поля. На рисунку 1 магнітне поле  $B_0 = 1,2$  мТ, а концентрація становила  $n \sim 1,5 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ ; на середньому рисунку 2 –  $B_0 = 3$  мТ і відповідна концентрація становила  $n \sim 6 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ . На верхньому рисунку 3 –  $B_0 = 6$  мТ і виміряна 8-ми мм інтерферометром концентрація на осі досягала  $n \sim 2 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$  при електронній температурі  $T_e \sim 4,5 \dots 5$  еВ. При цих параметрах на осі розряду, внаслідок випромінювання ліній йонізованого аргону в синій області спектру, спостерігалось блакитне осереддя – так званий «blue core» - режим. Нижні криві на кожному з рисунків одержані при холодному зонді, а найвища крива – при зонді, нагрітому до насичення ВЧ сигналу. Як видно з рис. 2, 1 у магнітному полі  $B_0 = 1,2$  мТ при відсутності емісії ВЧ сигнал не залежить від напруги на зонді. Додатковий сигнал виникає лише з появою емісії. Після досягнення амплітудою ВЧ максимального значення при подальшому збільшенні температури зонда, хоча амплітуда ВЧ лишалась постійною, ширина кривої дещо зростала в бік менших напруг  $U_3$ , як видно на нижньому рисунку 1. Було з'ясовано, що це є наслідком певного нахилу залежності струму емісії  $I_e$  від зміщення  $U_3$ , тобто насичення струму емісії в цій області не є ідеальним. Таке явище змушує обмежуватись для оцінки амплітуди коливань потенціалу за шириною інтервалу напруг  $U_3$ , в якому спостерігається модуляція струму емісії, мінімальною температурою, при якій досягається насичення вихідного сигналу детектора  $U_{Вч}$ . У випадку 1 ця оцінка вказує на коливання потенціалу в межах від 5 до 15 ... 17 В. Сам вихідний сигнал детектора  $U_{Вч}$  не відображає амплітуди коливань потенціалу, оскільки ефективний коефіцієнт ділення напруги між плазмою і виходом приймача лишається невідомим.

При збільшенні магнітного поля на позитивно зміщений зонд починають надходити плазмові електрони, струм яких промодульований коливаннями концентрації. Внаслідок цього ВЧ сигнал холодного зонду при позитивних зміщеннях зростає, як показано нижніми кривими на рисунках 2 і 3. Додатковий ВЧ сигнал, обумовлений емісією, спостерігається в інтервалі напруг від  $U_3 \sim -5$  В до  $U_3 = +20 \dots 25$  В, хоча його нижня границя при збільшенні концентрації плазми стає менш виразною. Зрештою, якщо для оцінки прийняти цей інтервал за амплітуду коливань потенціалу, то виявляється, що середина інтервалу лежить вище виміряного стаціонарного потенціалу плазми, який у «режимі керну» наближається до нуля. З'ясування причин цієї невідповідності потребує додаткових досліджень.

При подальшому удосконаленні запропонований метод може бути використаний для безпосереднього вимірювання амплітуди коливань потенціалу плазми.

1. F.F. Chen. Helicon discharges and sources: a review. Plasma Sources Science and Technology 24 (2015) 0140.
2. F.F. Chen. Langmuir probe measurements in the intense RF field of a helicon discharge. Plasma Sources Science and Technology 21 (2012) 055013.
3. V.F. Virko et al. Helicon Discharge excited by a Planar Antenna in bounded Volume. Problems of Atomic Sci. Technol. Ser.: Plasma Physics 6(20) (2014) 130.
4. J.H. Sheehan, N. Hershkowitz. Emissive probes. Plasma Sources Science and Technology 20 (2011) 063001.

## РІВНЯННЯ РІВНОВАГИ І КОЛИВАНЬ ТОРОЇДАЛЬНОГО ПІНЧА З МАЛИМ ЗАПАСОМ СТІЙКОСТІ $q \ll 1$

А. А. Гурин

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

У роботі [1] було показано, що ефект Холла може породжувати низькочастотні в альфвенівській шкалі кінк-моди і водночас визначати бездисипативний механізм насичення амплітудного спектру цих мод. Результати одержані в циліндричній геометрії лінійного пінча, з чим пов'язаний серйозний недолік запропонованого холлівського МГД аналізу: стаціонарні амплітуди ідеальних коливальних мод виявляються сингулярними при значеннях параметра  $q$ , цікавих з точки зору інтерпретації експериментальних результатів, для яких оператор  $\hat{F} = \vec{B} \cdot \nabla$  має нульові значення на резонансних магнітних поверхнях. Ця проблема має давню історію в теорії лінійних пінчів [2, 3], розв'язання якої за допомогою безперервного розширення спектру дискретних мод, спричинених сингулярністю крайової задачі [4] або врахування дисипації слабо неідеальної плазми [5], не веде до успішної побудови моделі самоорганізації стаціонарно підтримуваного тороїдального пінча при  $q \ll 1$ . Саме таким станом характеризується ситуація з поясненням механізмів генерації нетурбулентного режиму тороїдального пінча з оберненим полем (RFP) з домінантною стійкою кінк-модю [6].

Основу опису рівноважної магнітної конфігурації пінчів з малими значеннями  $q$ , підтримуваних несильним магнітним полем, становить парамагнітна модель, відома ще з дотокамачних часів [3], яка ґрунтується на повному ототожненні струму, індукованому в плазмі, з течією електронів вздовж магнітного поля й ігноруванні діамагнітних ефектів тиску в плазмі:

$$\text{rot } \vec{B} = \lambda \vec{B} \quad \lambda = \frac{4\pi\sigma E_0}{cB} \quad (1)$$

Згідно з цим законом рівноваги аксіально симетрична магнітна конфігурація забезпечується повздовжнім електричним полем у плазми зі спітцерівською провідністю:

$$E_0 = \vec{B} \cdot \vec{E} / B = \vec{B} \cdot (E_0 R_0 \nabla \varphi - \nabla \varphi), \quad (2)$$

де  $E_0$  - значення електричного поля, генеруючого розряд, на осі шнура,  $\varphi$  – тороїдальний кут,  $\phi$  – потенціал полоїдального електричного поля. Ця модель демонструє парамагнітний ефект підсилення магнітного поля в центральній зоні плазмового шнура, експериментально спостережений у сучасних стабілізованих пінчах із сильним струмом. Але в периферійній зоні реальна картина ускладнюється магнітними коливаннями типу вигинальних кінк-мод, які, як вважається, спричиняють ефект обернення тороїдального поля. Для з'ясування механізмів генерації цих мод бажано мати парамагнітну модель, коректно сформульовану для тороїдальної геометрії пінча.

При наявності аксіальної симетрії рівноважне магнітне поле тороїдальних розрядів характеризується токамачною структурою

$$\vec{B} = \vec{b} / \rho = \nabla \varphi \times \nabla \psi(r, \theta) + \nabla \varphi b_\varphi(r, \theta), \quad (3)$$

де  $\nabla \varphi = \vec{e}_\varphi / \rho$ . (Далі всі формули записуються в тороїдальних квазіциліндричних безрозмірних координатах  $(r, \theta, \phi)$ :  $\rho = 1 - \varepsilon r \cos \theta$  – відстань від осі симетрії,  $\varepsilon = a/R_0$ ,  $a$  і  $R_0$  – малий і великий радіуси тора, на поверхні якого  $r = 1$ ; магнітне поле  $\vec{B}$  визначається в одиницях значення поля на осі шнура  $B_0$ ,  $q = \varepsilon r b_\varphi / b_0$ ). Особливість тороїдальної рівноваги полягає в тому, що полоїдальний потенціал  $\psi$  і тороїдальне поле  $b_\varphi$  залежать від кута  $\theta$  – тороїдальні магнітні поверхні не задаються умовою  $r = \text{const}$ . Цю обставину можна задовольнити, враховуючи тільки поправки порядку по малого параметра  $\varepsilon$  до величин  $\psi_0, b_{\varphi 0}$  що визначаються розв'язком рівнянь для  $b_{\varphi 0}, b_{\theta 0}$ :

$$\begin{aligned} \psi &= \psi_0(r) + \varepsilon \psi_1(r) \cos \theta; & b_\varphi &= b_{\varphi 0}(r) + \varepsilon b_{\varphi 1}(r) \cos \theta, \\ \frac{d}{dr} b_{\varphi 0} &= -\frac{\alpha_0 b_{\varphi 0}}{b_0^2} b_{\theta 0}, & \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r b_{\theta 0} &= \frac{\alpha_0 b_{\varphi 0}}{b_0^2} b_{\varphi 0}. \end{aligned} \quad (4)$$

Згідно з (1), параметр  $\lambda_1$  залежить зокрема від полоїдального електричного поля  $\phi'_r$ , яке виникає на тороїдальній поверхні разом з радіальним полем  $b_r = -(\vec{e}_\theta \cdot \nabla)\psi \approx \varepsilon \sin\theta \psi_1/r$ . Тому, як і в теорії діаманітних пінчів, повна визначеність параметрів рівноваги досягається дотриманням додаткової вимоги бездивергентності електричного струму, який в нашому випадку визначається правою частиною формули (1). У першому порядку по  $\varepsilon$  маємо:

$$\operatorname{div} \lambda \vec{B} = \left( \frac{\vec{b}}{\rho} \cdot \nabla \right) \lambda \approx b_r \frac{\partial}{\partial r} \lambda_0 + \frac{b_{\theta 0}}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \lambda, \quad (5)$$

$$\lambda = \lambda_0(r) + \varepsilon \lambda_1(r) \cos\theta, \quad \lambda_0 = \alpha_0 \frac{b_{\phi 0}}{b_0^2}, \quad \lambda_1 = \frac{\lambda'_{0r}}{b_{\theta 0}} \psi_1, \quad \alpha_0 = \frac{4\pi\sigma E_0}{cB_0}. \quad (6)$$

Коефіцієнт  $\alpha_0$  дорівнює  $\approx 4$  в RFP. Остаточні поправки  $\psi_1, b_{\phi 1}$  можна одержати обчисленням тороїдальної і полоїдальної складових рівноваги (1). Полоїдальна рівновага задовольняється таким значенням тороїдального поля:

$$b_{\phi 1} = -\lambda_0 \psi_1. \quad (7)$$

Тороїдальна складова рівноваги (1) має вигляд рівняння типу Греда - Шафранова

$$\left( \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d}{dr} - \frac{1}{r^2} - \lambda'_{0r} \frac{b_{\phi 0}}{b_{\theta 0}} + \lambda_0^2 \right) \psi_1 = -b_{\theta 0}. \quad (8)$$

Це рівняння другого порядку доповнюється граничними умовами  $\psi_1(0) = \psi_1(1) = 0$ ; відповідь для амплітуди  $\psi_1$  породжується правою частиною рівняння (7) геометричного походження. Рівняння (4), (7) та (8) описують деформовану в тороїдальних координатах магнітну поверхню  $\psi(r, \theta) = \text{const}$ . Еквівалентне представлення цих результатів досягається введенням функції, яка задає координати поверхонь:  $\bar{r}(\theta) = r + \Delta(r) \cos\theta$ ; такий же результат дає визначення цієї поверхні умовою  $b_\phi = \text{const}$  і рівняннями (4):  $\Delta_r = -\varepsilon \lambda_0 \psi_1 / b'_{\phi 0} = \varepsilon \psi_1 / b_{\theta 0} = \Delta$ .

Розв'язок рівнянь (4), (7) та (8) дає змогу визначити рівноважне значення швидкості електронної течії, яка для RFP задовольняє рівнянню холлівської МГД теорії:  $\vec{V}_e = \vec{V} - \text{rot} \vec{B} / \sqrt{\Pi} N$ ,  $\Pi \approx 50$ . У рівновазі з урахуванням деформації магнітних поверхонь одержуємо таке значення швидкості:  $\vec{V}_{e0} = -\lambda_0(\bar{r}) \vec{B}_0 / \sqrt{\Pi} N(\bar{r})$ . При цьому виконується вимога  $\operatorname{div} \vec{V}_{e0} = 0$ , оскільки  $\hat{F} \bar{r} = 0$ . Остання з цих формул значно спрощує аналіз рівнянь МГД коливань магнітного поля, в замороженому в електронні, якщо амплітуди тих коливань брати залежними від  $\bar{r}(\theta)$ :  $\vec{B}(t, r, \theta, \varphi) = \vec{B}_0(r) + e^{-i\omega t + i n \varphi} \delta \vec{B}(r, \theta)$ .  $\vec{B}(t, r, \theta, \varphi) = \vec{B}_0(r) + e^{-i\omega t + i n \varphi} \delta \vec{B}(r, \theta)$ . Кутова залежність тороїдальних поправок суттєво позначається на Фур'є-аналізі амплітуд лінійних коливань: навіть при відсутності будь-яких динамічних збурень деформації магнітних поверхонь першого порядку по  $\varepsilon$  дають внесок у кінк-моду, яка визначається множителем  $e^{\pm i\theta}$ :

$$\delta \vec{B}(r, \theta) = e^{\pm i\theta} \delta \vec{B}(r) + \varepsilon \left( \delta \vec{B}_C(r) \cos\theta + \delta \vec{B}_S(r) \sin\theta \right)_\pm, \quad (9)$$

де символ  $\langle \dots \rangle_\pm$  позначає виділення право- або ліво-орієнтованої кінк-моди. Оператор  $\hat{F}$  стає диференціальним по  $r$  і, зокрема, для радіального зсуву магнітної поверхні  $\xi = iV_r / \omega$ , не є нулем у резонансі  $q \pm 1/n = 0$ :

$$\hat{F} e^{in\varphi} \xi(r, \theta) = e^{in\varphi \pm i\theta} \left[ in \frac{b_{\theta 0}}{\rho r} \left( q \pm \frac{1}{n} \right) \xi_0 \pm i\varepsilon \frac{b_{\theta 0}}{r} \langle \xi \rangle_\pm + \langle b_r \rangle_\pm \frac{\partial}{\partial r} \xi_0 \right]. \quad (10)$$

Значні ускладнення, які вносяться в загальний МГД аналіз урахуванням тороїдальних поправок формулами типу (10), є ціною, яку варто заплатити заради спроби вирішення класичної проблеми сингулярності резонансних мод без притягнення надзвичайно слабких (порівняно з масштабом параметра  $\varepsilon$ ) ефектів резистивності плазми.

1. A. Gurin. *Journal of Physics: Conference Series* 508 (2014) 012017.
2. B.V. Kadomtsev. *Nucl. Fusion (Supplement Part 3)* (1962) 969.
3. K. Hain, R. Lüst. *Z. Naturforsch* 13a (1958) 936.
4. J.P. Goedbloed. *Physica* 53 (1971) 501.
5. A. Gurin. *Problems of Atomic Science and Technology* 71(1) (2011) 29.
6. P. Martin et al. *Nucl. Fusion* 43 (2003) 1855.



# INVESTIGATION OF THE QUENCHING PROCESS OF NITROGEN OXIDE SYNTHESIS PRODUCTS IN AIR PLASMA

**A. E. Zinchenko<sup>1,2</sup>, S. I. Serbin<sup>3</sup>, V. Ya. Chernyak<sup>2</sup>, O. M. Tsymbaliuk<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>International Plasma Technology Center, Corp., McLean, USA

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

<sup>3</sup>Admiral Makarov National University of Shipbuilding, Mykolayiv, Ukraine

The results of theoretical and experimental studies of the quenching process of nitrogen oxide synthesis products in low-temperature air plasma are presented. The goal of this work is a theoretical and experimental investigation of the processes of heat transfer and quenching when mixing the products of synthesis of nitrogen oxides in an air RF plasma with cold gas.

The experimental setup includes a radio frequency plasma system APT-100-6 and quenching reactor of Applied Plasma Technologies, Corp., auxiliary systems for water cooling, gas supply, sampling, and measurement of NOx concentration in exhaust gases. The quenching reactor consists of sequential parts as the quenching section, the main heat exchanger, the output section, and the measuring section. The quenching section performs the main, high-speed part of the cooling by mixing the synthesis products with cold gas.

The modeling of physical processes inside the quenching section is based on a solution of the differential equations of mass, impulse, and energy conservation for a turbulent chemically unreactive system [1 - 3]. Fig. 1 shows a schematic diagram of calculated domain of the quenching section.

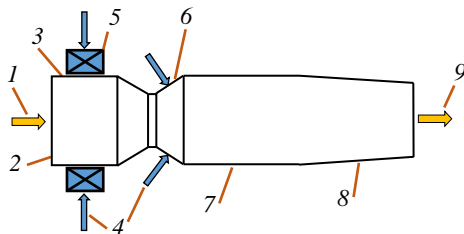


Fig. 1. Schematic diagram of calculated domain: 1 – plasma inlet, 2 – RF plasma torch exit, 3 – cylindrical adapter, 4 – air, 5 – swirler, 6 – “fast” quenching insert, 7 – cylindrical insert, 8 – conical expanding section, 9 – cooled plasma.

Three-dimensional calculations of the RF plasma torch were performed using Ansys Fluent software. Initial conditions: thermal power of the plasma plume was 31.34 kW, airflow through the plasma torch was 5 g/s, airflow through the swirler of the cylindrical adapter was 0.5 g/s with the temperature of 300 K, the mass average temperature of the plasma at the inlet to the quenching section was 3656 K. The flow rate of cooling air for quenching section of synthesis of nitrogen oxides were 1, 3 and 5 g/s with the temperature of 300 K, operating pressure was equal to 101325 Pa.

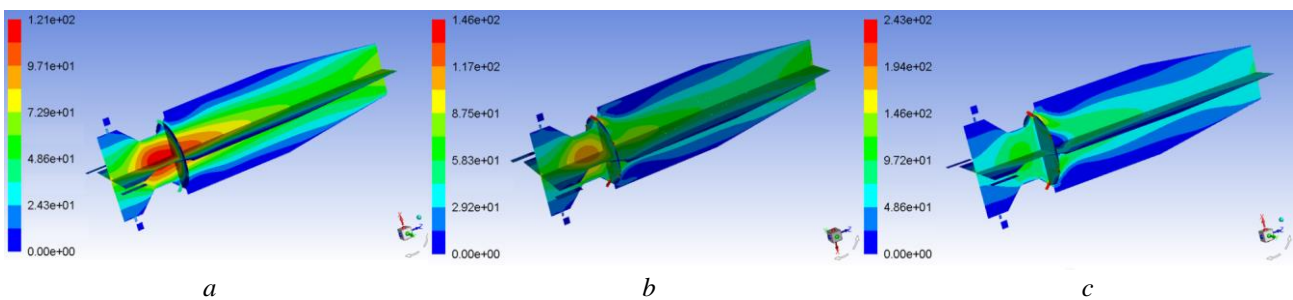


Fig. 2. Velocity magnitude distribution (m/s) for different air cooling flow rates: *a* – 1 g/s, *b* – 3 g/s, *c* – 5 g/s.

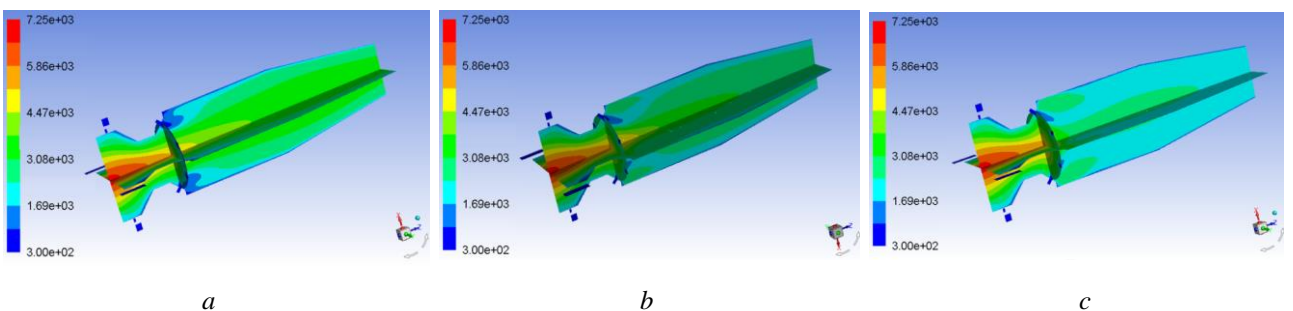


Fig. 3. Temperature distribution (K) for different air cooling flow rates: *a* – 1 g/s, *b* – 3 g/s, *c* – 5 g/s.

With an increase in the flow rate of cooling air from 1 to 5 g/s, the depth of its penetration into the “fast” quenching inserts increases (Fig. 2). This leads to an improvement in the quality of mixing of the air plasma jet with a cooler and a more significant drop in the temperature of the flow (Fig. 3) in its axial part.

A comparison of the numerical analysis with data from the physical experiment (Figs. 4 and 5) shows that the results are satisfactory. For a more accurate prediction of the energy exchange patterns in the quenching reactor effects of the plasma plume radiation must be considered.

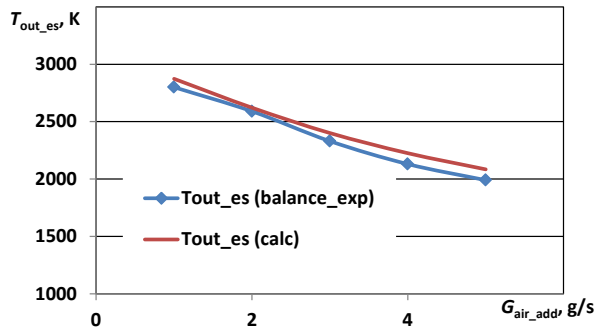


Fig. 4. Dependences of the average mass temperatures at the outlet of the quenching section on the flow rate of cooling air.

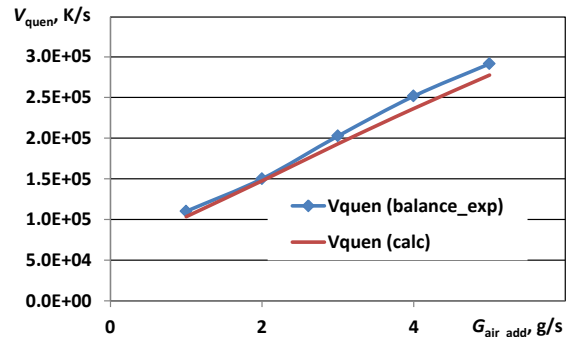


Fig. 5. Dependences of average quenching rates on cooling airflow rate.

The maximum experimental cooling rate of the synthesis products by mixing with cold gas in the section of “fast” quenching is  $2.9 \cdot 10^5$  K/s, which is an order of magnitude higher than the cooling rate of the quenching reactor with water cooling [4], but not optimal ( $10^7$  K/s) [5].

One of the ways to increase the concentrations of nitrogen oxide synthesis products is to increase the quenching rate due to the additional injection of cooling media, as well as to optimize the profile of the output nozzle of the plasma torch to increase the flow rate.

The obtained results can be used in the design of various technological processes where a high speed of quenching is required.

1. I. Matveev, S. Serbin. Experimental and Numerical Definition of the Reverse Vortex Combustor Parameters. In: 44-th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 6662 (Reno Nevada, 2006) [AIAA-2006-0551].
2. I. Matveev, S. Serbin, A. Mostipanenکو. Numerical Optimization of the “Tornado” Combustor Aerodynamic Parameters. In: 45-th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno Nevada, 2007) [AIAA 2007-391].
3. I. Matveev, S. Matveeva, S. Serbin. Design and Preliminary Test Results of the Plasma Assisted Tornado Combustor. Collection of Technical Papers – 43-rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference 6, 6091 (Cincinnati OH, 2007) [AIAA 2007-5628].
4. I.B Matveev, S.I Serbin, A.E Zinchenko. A high-temperature quenching reactor. IEEE Trans. Plasma Sci. 49(3) (2021) 984.
5. Fixation of atmospheric nitrogen in the RF plasma torch. Methodical instructions for the laboratory practice for the course “Plasma technologies for processing substances”. Tomsk Institute of Physics and Technology (Tomsk, 2016). 22 p. (Rus).

## ОБЕРТАННЯ ПЛАЗМИ ПРИ ЗБУДЖЕННІ ВЛАСНИХ КОЛИВАНЬ І ПОКРАЩЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ПЛАЗМИ

**Я. І. Колесниченко<sup>1</sup>, Хен-Те Кім<sup>2</sup>, В. В. Луценко<sup>1</sup>, А. В. Тихий<sup>1</sup>, Р. Б. Вайт<sup>3</sup>, Ю. В. Яковенко<sup>1</sup>  
та учасники JET**

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

<sup>2</sup>Управління з атомної енергії Великобританії, Науковий центр Калхема, Абінгдон, Великобританія

<sup>3</sup>Принстонська Лабораторія фізики плазми, Принстон, США

Дестабілізовані власні коливання (моди) можуть переносити енергію та імпульс поперек магнітного поля – це явище просторового каналювання (ПК) [1 - 3]. ПК покращує або погіршує утримання плазми, залежно від напрямку потоку енергії. Зокрема, доцентрове ПК енергії альфа частинок швидкими магнітозвуковими модами (ШММ) могло сприяти утриманню енергії плазми і нагріванню йонів [4], яке ймовірно мало місце в експериментах на токамаку JET з дейтерій-третієвою та дейтерієвою плазмою під час DTE1-кампанії [5]. ПК імпульсу могло бути ще одним фактором, який сприяв покращенню характеристик плазми у цих експериментах. Дійсно, перенесення імпульсу веде до неоднорідного (ширового) обертання плазми, що пригнічує турбулентність в області дестабілізованої моди. Зокрема, наш аналіз бази експериментальних даних JET DTE1 виявив, що найкращі параметри були в Д-Т плазмі з найвищою швидкістю обертання, окрім приосьової області плазми (розряд #42847). ТАЕ-активність була відсутньою, проте спостерігалася йонна циклотронна емісія (ЙЦЕ), яку пов'язують з ШММ (радіальна структура мод, що вела до ЙЦЕ, не вимірювалася). Цей факт узгоджується з припущенням у роботі [4] про збудження ШММ у розрядах DTE-1.

Покращення утримання плазми при її обертанні спостерігалася також в інших експериментах. Наприклад, у JET-ILW розрядах з  $\frac{T_i}{T_e} > 1$  при потужній інжекції нейтральних атомів (NBI) [6]. Кореляція між сильним обертанням та покращеним утриманням плазми також мала місце у токамаку DIII-D, де, більше того, було знайдено, що супер H-mode з  $H_{98y2} > 1,5$  реалізується саме завдяки сильному обертанню, а не високому п'єдесталу [7].

Згадане виявлення підсиленого обертання плазми у розряді JET з найкращими параметрами стимулювало наші подальші теоретичні дослідження впливу збуджених МГД мод на обертання плазми. Побудовано теорію обміну імпульсом між енергійними йонами та збудженими ними МГД модами, зокрема, ТАЕ модою. Використовуючи рівняння квазілінійної теорії для функції розподілу енергійних йонів, було підтверджено наші попередні результати з каналювання імпульсу, отримані з використанням квантово-механічної аналогії. Крім того, виявлено новий механізм впливу збуджених мод на широве обертання плазми, який полягає у радіальному перерозподілі імпульсу резонансних частинок. Завдяки йому моди впливають на обертання плазми навіть у відсутності просторового рознесення дестабілізуючої та стабілізуючої областей моди (що було необхідною умовою для перенесення імпульсу безпосередньо модою).

Роботу планується представити на конференції МАГАТЕ з енергійних частинок та теорії плазми, яка відбудеться в грудні у США [IAEA TM]. До того часу планується застосувати розвинену теорію до реактора ITER (до ITER 15 A baseline scenario), використовуючи прогнози обчислення ТАЕ-нестійкості роботи [8].

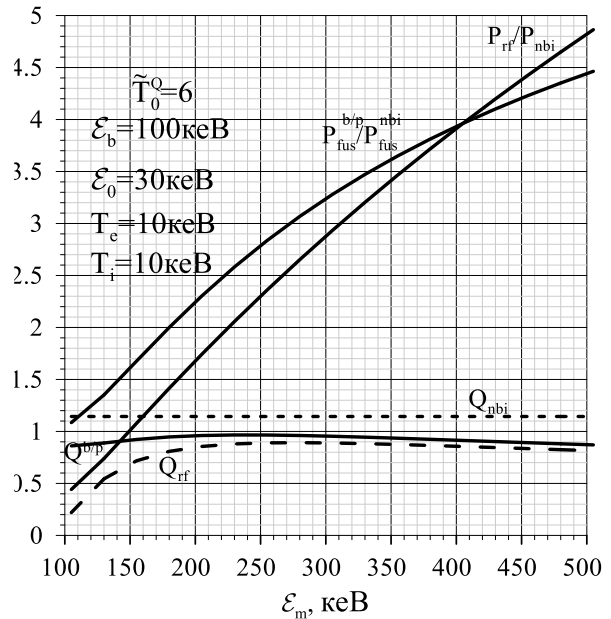
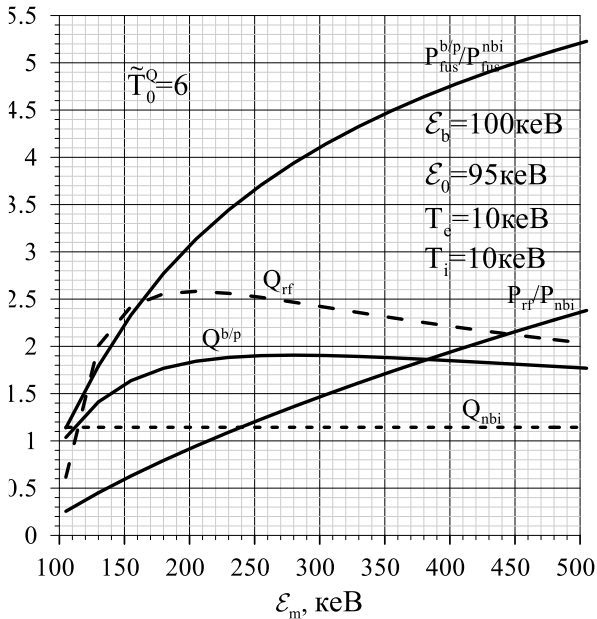
1. Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, V.V. Lutsenko. Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 075001.
2. Ya.I. Kolesnichenko et al. Nucl. Fusion 50 (2010) 084011.
3. Ya.I. Kolesnichenko, A.V. Tykhyu, R.B. White. Nucl. Fusion 60 (2020) 112006.
4. Ya.I. Kolesnichenko et al. [JET Contributors]. Nucl. Fusion 58 (2018) 076012.
5. P. Thomas et al. Alpha Heating of Thermal Ions in JET. In: Proc. of the 28-th EPS Conf. on Contr. Fus. and Plasma Phys. (Madeira, Portugal, June 18 - 22, 2001) (Funchal, 2001) ECA Vol. 25A, p. 929.
6. Hyun-Tae Kim et al. Nucl. Fusion 58 (2018) 036020.
7. S. Ding et al. Nucl. Fusion 60 (2020) 034001.
8. S.D. Pinches et al. Phys. Plasmas 22 (2015) 021807.

# ДОБРОТНІСТЬ D-T РЕАКЦІЇ МІЖ ПЛАЗМОЮ ТА ІНЖЕКТОВАНИМ СТРУМЕНЕМ ПРИ ЙОННОМУ ЦИКЛОТРОННОМУ НАГРІВАННІ

**Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Запропоновано модель для вивчення параметричної залежності локальної добротності реакції ядерного синтезу (відношення густини термоядерної потужності до густини потужності, що поглинається) в системі струмів-плазма. У ній припускається, що йони струменю, створеного інжекцією нейтральних атомів (ІНА), прискорюються внаслідок йонного циклотронного резонансного нагрівання (ЙЦРН). Модель включає декілька співвідношень (для локальної добротності, термоядерної потужності та потужності ЙЦРН, що поглинається) та використовує функцію розподілу йонів струменю, знайденою аналітично. Вплив ЙЦРН на йони струменю описується квазілінійною теорією. Виконано конкретні розрахунки для дейтерієвого пучка з енергією народження  $\mathcal{E}_b = 100$  кеВ та тритієвої плазми (рисунок). Показано, що лише сценарії, за яких ЙЦРН прискорює, головним чином, слабо термалізовані йони, можуть суттєво збільшити добротність реакції струмів-плазма під час ІНА + ЙЦРН. На противагу цьому, коли мінімальна енергія йонів, на які впливає ЙЦРН, є набагато нижчою за енергію народження, ЙЦРН не призводить до збільшення добротності. З іншого боку, термоядерна потужність зростає завдяки ЙЦРН незалежно від схеми нагрівання. Показано, що енергетична структура ІНА [інжекція йонів не лише з певною енергією ( $\mathcal{E}_b$ ), а й з енергіями  $\mathcal{E}_b / 2$  та  $\mathcal{E}_b / 3$ ] є фактором, що потребує збільшення максимальної енергії інжекттованих йонів. Зокрема, ця енергія має становити  $\mathcal{E}_b = 150 - 200$  кеВ при інжекції дейтерію у тритієву плазму: лише тоді добротність значно перевищуватиме одиницю, як у випадку ІНА, так і у випадку ІНА + ЙЦРН.



Добротність ( $Q$ ), термоядерний енерговихід ( $P_{fus}$ ) та ВЧ потужність ( $P_{rf}$ ), що поглинається при енергії інжекттованих дейтронів  $\mathcal{E}_b = 100$  кеВ та ефективній температурі струменю  $T_0^Q = 6$ : *зліва* – найменша енергія йонів резонансних з ВЧ полем  $\mathcal{E}_0 = 95$  кеВ і відношення  $\left[ \frac{Q^{b/p}}{Q_{nbi}} \right]_{max} = 1.7$ ; *справа* –  $\mathcal{E}_0 = 30$  кеВ і  $\left[ \frac{Q^{b/p}}{Q_{nbi}} \right]_{max} = 0.9$ . Були використані такі параметри:  $n_e = 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ,  $n_i = 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_i = 10$  кеВ.

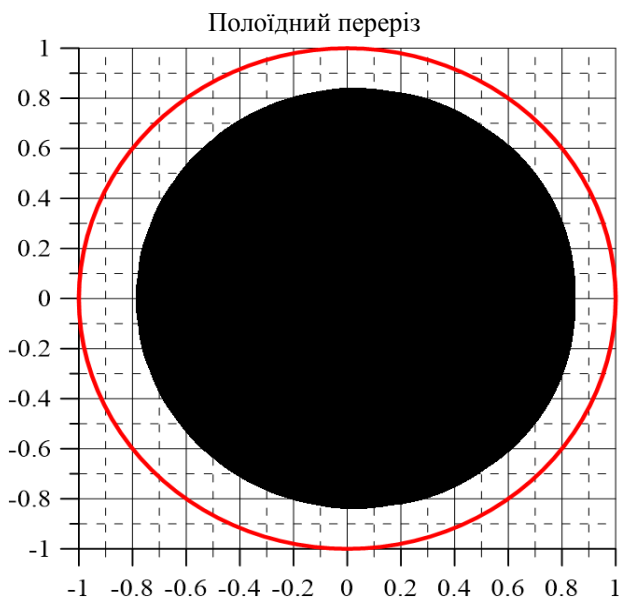
# СТОХАСТИЧНА ДИФУЗИЯ ШВИДКИХ ЙОНІВ У СТЕЛАРАТОРАХ ЛІНІЇ WENDELSTEIN: ЧИСЛОВИЙ ЕКСПЕРИМЕНТ ТА РОЗШИРЕННЯ ТЕОРІЇ

Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, А. В. Тихий

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Утримання швидких йонів є однією із найскладніших проблем, що стоять перед термоядерним реактором стелараторного типу. Теорія підказує кілька різновидів оптимізації для покращення утримання швидких йонів, див. напр. огляд [1]. Зокрема у Wendelstein 7-X та реакторах Helias застосовано квазі-ізодинамічний підхід до оптимізації. Проте ще перші числові дослідження показали, що певна частина 3,5-МеВ-них альфа-частинок втрачається і у квазі-ізодинамічному стелараторі [2] (через те, що квазі-ізодинамічність не може бути ідеальною), що було нещодавно підтверджено у роботі [3]. Теорія пояснює цей результат стохастичною (безіткненневою) дифузією перехідних йонів, тобто йонів, орбіти яких перетворюються із локально пролітних на локально захоплені і навпаки [4, 5]. У роботі [6] було запропоновано спосіб зменшення цих втрат, а у роботах [7, 8] було передбачено сприятливий та несприятливий (залежно від знаку поля) вплив радіального електричного поля на утримання швидких йонів.

У цій роботі безіткненневий числовий код ORBIS (Орбіти у Стелараторах) [6] застосовано для перевірки вищезгаданих теоретичних результатів. Цей код обчислює і графічно показує рух ведучих центрів частинок. Спостереження за рухом частинок та аналіз їх очевидно вказують на те, що замкнення сепаратриси між локально захопленими та локально пролітними частинками [ $\kappa^2(r, \vartheta) = 1$ ] всередині об'єму плазми, запропоноване у роботі [6], запобігає втраті частинок (рисунок). Більше того, знайдено, що замкнення сепаратриси поліпшує утримання і локально захоплених йонів. Крім цього, детальний розгляд руху частинок показує, що дифузії зазнають і перехідні частинки, які перебувають у локально пролітному стані – цей ефект не розглядався у існуючій теорії. Відповідно у цій роботі розширено теорію стохастичної дифузії. Числові розрахунки виконувалися для W-7X та реактора Helias, у плазмах із наявністю радіального електричного поля та без нього. Ці результати можуть вказати шлях подальшої оптимізації стелараторів лінії Wendelstein.



Заштрихована чорним область утворена орбітою перехідної 3,5-МеВ-ної альфа-частинки, яка утримувалася протягом тривалого часу. Обчислення проводилися для реактора Helias в умовах, коли сепаратриси [ $\kappa^2(r, \vartheta) = 1$ ] розташована всередині радіусу  $r_{\max} \approx 0,82a$  (де  $a$  – малий радіус плазми). Частинка була запущена із магнітної поверхні  $r = 0,25a$ . Видно, що область дифузії обмежена  $r_{\max}$ . Частинка відстежувалася протягом часу  $\Delta t = 1$  с. Орбіта частинки заповнила область  $0 < r < r_{\max}$  вже на момент  $\Delta t = 0, s$ ; подальших змін у формі цієї області не спостерігалося.

1. P. Helander. Rep. Prog. Phys. 77 (2014) 087001.
2. W. Lot et al. Plasma Phys. Control. Fusion 34 (1992) 1037.
3. M. Drevlak et al. Nucl. Fusion 54 (2014) 073002.
4. C.D. Beidler et al. Phys. Plasmas 8 (2001) 2731.
5. A.V. Tykhyu. Ukr. J. Phys. 63 (2018) 495.
6. A.V. Tykhyu et al. Plasma Phys. Control. Fusion 49 (2007) 703.
7. Ya.I. Kolesnichenko et al. Phys. Plasmas 13 (2006) 072504.
8. A.V. Tykhyu, Ya.I. Kolesnichenko. Plasma Phys. Control. Fusion 63 (2021) 075019.

## КРИТЕРІЇ ІСНУВАННЯ ГЕОДЕЗИЧНОЇ АКУСТИЧНОЇ МОДИ В ТОКАМАКАХ

**Б. С. Лепявко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

У роботі [1] раніше було описано глобальну геодезичну акустичну моду (global geodesic acoustic mode, GGAM). При цьому було використано зв'язок гармонік Фур'є електромагнітного поля через параметр  $\beta$ . Наведений аналіз цього рівняння дозволив визначити умови його застосовності. Додатково було наведено та проаналізовано радіальну структуру мод залежно від значення  $\beta$ . Зокрема, було показано, що GGAM не існує у випадках достатньо малого значення параметру  $\beta$ . У згаданій роботі автори навели виведення звичайного диференційного рівняння для опису радіальної структури поля  $\delta\Phi$ . У роботі, що доповідається, пропонується інший шлях для обґрунтування зникнення GGAM при зменшенні  $\beta$  нижче певного значення.

Пропонований підхід базується на рівняннях з роботи [2], у якій, використовуючи спрощену магнітогідродинамічну модель (а саме, у ній вважається, що швидкий рух частинок у перпендикулярному до магнітного поля напрямку відсутній), було виведено рівняння для опису геодезичної акустичної моди в токамаках. Оскільки ця спрощена модель підходить і для випадку, описаному в роботі [1], її було застосовано для того, щоб продемонструвати зникнення GGAM при достатньому зменшенні величини  $\beta$ .

1. H. Ren et al. Phys. Plasmas 27 (2020) 042504
2. O.P. Fesenyuk et al. Phys. Plasmas 9 (2002) 1589.

## ЗБУДЖЕННЯ АКСІАЛЬНО-СИМЕТРИЧНИХ АЛЬФВЕНОВИХ МОД МІКРОТУРБУЛЕНТНІСТЮ

**В. С. Марченко, С. М. Резник**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

В омічних розрядах токамаків (тобто без додаткового нагрівання і пов'язаних з цим енергійних частинок) спостерігалось збудження симетричних (тобто з нульовим тороїдальним числом) глобальних альфвенових мод (далі ГАЕ) [1, 2]. Незважаючи на швидку ідентифікацію цих мод як циліндричних мод з модальними числами  $m = \pm 1, n = 0$ , локалізованих навколо мінімуму альфвенового континуума на краю плазми (рис. 1 та 2), механізм збудження у відсутності енергійних частинок досі лишився нез'ясованим.

У даній роботі [3] показано, що мікротурбулентність плазми (тобто турбулентність з характерним масштабом у кілька електронних ларморівських радіусів, яка виживає навіть коли турбулентність з масштабом у кілька йонних ларморівських радіусів пригнічена широм рівноважного електричного поля) може ефективно збуджувати ці моди через тензор Рейнолдса і пов'язану з ним від'ємну в'язкість.

Нехтуючи збуренням тиску плазми, найпростіша умова нейтральності плазми полягає у замиканні збурення паралельного струму поперечним інерційним струмом

$$\nabla \cdot \frac{n_i m_i c^2}{B^2} \frac{d}{dt} \nabla_{\perp} \Phi = \nabla_{\parallel} J_{\parallel}, \quad (1)$$

де повна похідна по часу включає адвекцію електричним дрейфом.

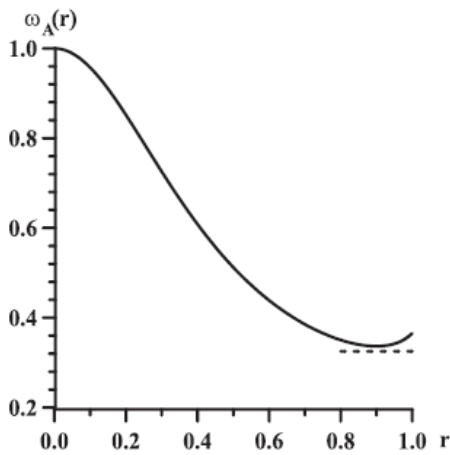


Рис. 1. Циліндричний альфвенівський континуум для моди з  $n = 0, m = 1$  (жирна лінія). Штрихова лінія показує власне значення і ширину інерційного шару, де локалізована більша частина енергії ГАЕ у вигляді зональної течії скінченної частоти.

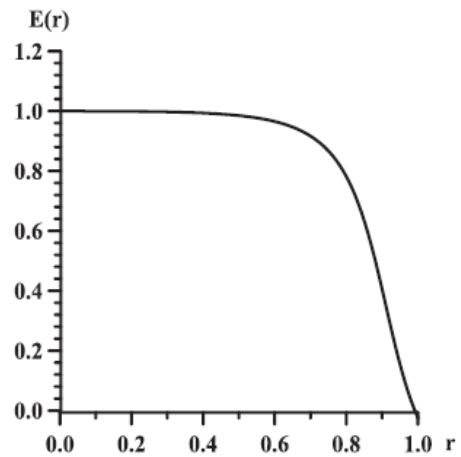


Рис. 2. Власна функція амплітуди радіального зміщення плазми в полі ГАЕ.

У наближенні електростатичної турбулентності (тобто нехтуючи турбулентним внеском у праву частину (1), що виправдано для омічних розрядів з низьким тиском плазми відносно тиску магнітного поля), рівняння (1) для амплітуди радіального зміщення плазми ( $E$ ) в полі симетричної ГАЕ зануреної в «море» дрібномасштабної турбулентності набуває вигляду

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dr} \left[ r^3 \left( \frac{\omega^2}{V_A^2} - \frac{1}{q^2 R^2} \right) \frac{dE}{dr} \right] + \omega^2 r^2 E \frac{d}{dr} \left( \frac{1}{V_A^2} \right) = \\ & = -\frac{i\pi}{8} \left( \frac{\tilde{V}_{E0}}{V_A(0)} \right)^2 \left\{ \frac{d}{dr} \left[ r^3 \frac{\rho(r)}{\rho(0)} \frac{d}{dr} \left[ \frac{f(r)}{r} (rE)'' \right] \right] + r f(r) (rE)'' \left( \frac{\rho(r)}{\rho(0)} \right)' \right\} = 0, \quad (2) \end{aligned}$$

де  $\tilde{V}_{E0}(V_A)$  - амплітуда турбулентних флуктуацій електричного дрейфу (альфвенова швидкість), а функція  $f(r)$  описує радіальну залежність рівня турбулентності, яка значною мірою збігається з інерційним шаром ГАЕ, показаним на рис. 1 штриховою лінією.

Розв'язок рівняння (2) без правої частини для модельних профілів фактора безпеки  $q(r)$  і  $V_A(r)$  показано на рис. 2, де власна частота  $\omega$  показана для тих же профілів на рис. 1 штриховою лінією. Вважаючи праву частину (2) збуренням (тобто нехтуючи впливом турбулентності на структуру і власну частоту ГАЕ), отримаємо для інкремента нестійкості ГАЕ спричиненої турбулентністю

$$\begin{aligned} \frac{\gamma_M}{\omega_0} &= -\frac{\pi}{16} \left( \frac{\tilde{V}_{E0}}{\omega_0} \right)^2 \frac{\int_0^a \frac{\rho(r)}{\rho(0)} \left[ r^3 E' \left( \frac{f(r)}{r} (rE)'' \right)' + (rE f(r) (rE)'' \right)' dr}{\int_0^a \frac{\rho(r)}{\rho(0)} \left[ r^3 (E')^2 + (r^2 E^2)' \right] dr} \cong \\ &\cong \frac{\pi}{16} \left( \frac{\tilde{V}_{E0}}{\omega_0} \right)^2 \frac{\int_0^a r^3 \frac{\rho(r)}{\rho(0)} f(r) (E'')^2 dr}{\int_0^a r^3 \frac{\rho(r)}{\rho(0)} (E')^2 dr}, \end{aligned} \quad (3)$$

де в останньому рядку ми використали інтегрування по часткам і залишили тільки перші (домінуючі) члени в чисельнику і знаменнику. Розрахунки показують, що для типових рівнів турбулентності на периферії омічних розрядів права частина (3) може становити кілька відсотків, що є достатнім для подолання гамування ГАЕ на альфвеновому континуумі в результаті зачеплення з тороїдальним сателітом.

Таким чином, короткохвильова турбулентність плазми є правдоподібним кандидатом на збудження периферійних альфвенових мод, що спостерігалися в омічних розрядах токамаків [1, 2].

1. Z. Chang et al. Nucl. Fusion 35 (1995) 1469.
2. A. Sykes et al. Plasma Phys. Control. Fusion 43 (2001) A127.
3. V.S. Marchenko, S.N. Reznik. Phys. Plasmas 27 (2020) 114503.



# ПРО ВПЛИВ ЩІЛЬНОСТІ НА ВЛАСТИВОСТІ ПЛАЗМИ ПІДВОДНИХ РОЗРЯДІВ

**П. В. Порицький, Л. М. Свята**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Наразі застосування підводних розрядів поширюється в зв'язку із розвитком інфраструктури та кількості рухомих та нерухомих підводних об'єктів, що викликається розширенням судноплавства та розвитком нафтогазової промисловості та транспорту. Підводні розряди залишаються майже єдиним засобом для ремонту та дробки таких об'єктів у підводному середовищі.

Плазма таких розрядів є складним багатокомпонентним середовищем, що контактує з рідиною за високих тисків. У реальних умовах в плазму розрядів у воді неодмінно потрапляє крім розчинених в ній речовин, випарений матеріал електродів та провідників, через які підводиться струм до плазми, або які застосовуються для ініціювання розрядів через високі ізоляційні властивості води. Атоми таких домішок можуть суттєво впливати на властивості плазми підводних розрядів. Вони викликають зміни у розподілах струму та енерговиділення в розрядних каналах, впливають на формування їхньої структури та динаміку розвитку.

Проте властивості плазми розрядів у водному середовищі при підвищених тисках залишаються слабо вивченими. З одного боку це пов'язано зі складністю багатокомпонентного плазмового середовища при підвищених температурах та тисках, а з другого із неоднозначністю підходів до вивчення такого середовища.

У даній роботі розглядається методика розрахунку термодинамічних та транспортних властивостей щільної неідеальної плазми дугових та імпульсних розрядів у водному середовищі у діапазоні тисків 0,1 - 1000 МПа та температурному діапазоні 300 - 30000 К. Розрахунок транспортних властивостей плазми проводився на основі методу Греда відповідно до викладеного у роботі [1] з поправками на ефекти неідеальності плазми, які викликані високою щільністю плазмового середовища.

Результати розрахунків порівнювалися з наявними результатами інших робіт та розрахунками за лоренцевою теорією (рис. 1 - 3).

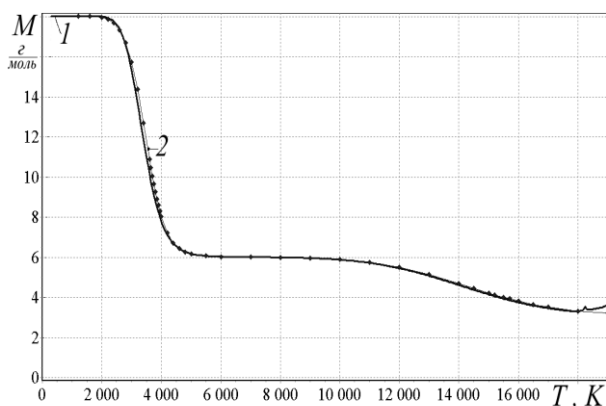


Рис. 1. Молярна маса водної плазми при атмосферному тиску. Крива 1 - розрахунок даної роботи. Крива 2 - дані з [2].

Показано, що властивості багатокомпонентного плазмового середовища підводних розрядів мають яскраво виражений немонотонний характер. Це викликається як багатокомпонентністю середовища, так і впливом ефектів неідеальності внаслідок високої щільності середовища. Поява металевих домішок, як правило, призводить до підвищення провідності та густини енергії у плазмі. Слід звернути увагу на те, що температурні залежності мають характерні максимуми, зумовлені процесами дисоціації та йонізації (у випадку атомарного газу перший «дисоціативний» максимум відсутній). Звернемо також увагу на той факт, що для випадку водяної пари «дисоціативний» максимум має вигляд одного піку, хоча дисоціація молекули води відбувається декількома шляхами. Така картина процесу характерна загалом для двомолекулярного газу, зокрема, водню. Враховуючи те, що для водяної пари абсолютна величина вказаних максимумів визначається в основному рухомістю атомів та йонів водню, як найлегших атомних частинок в суміші, можна зробити висновок про подібність властивостей термічної плазми водню та водяної пари. Як наслідок, слід також очікувати подібність властивостей розрядів у зазначених середовищах.

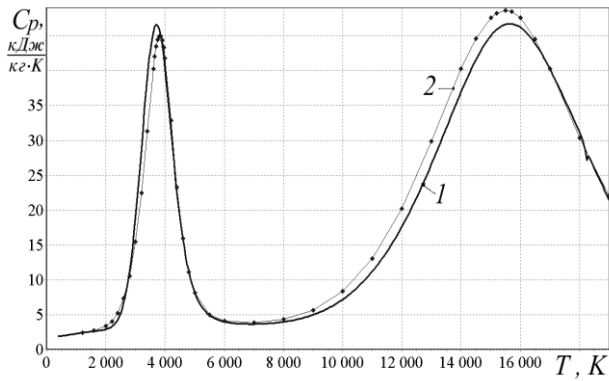


Рис. 2. Питома теплоємність водної плазми при атмосферному тиску. Крива 1 - розрахунок даної роботи. Крива 2 - дані з [2].

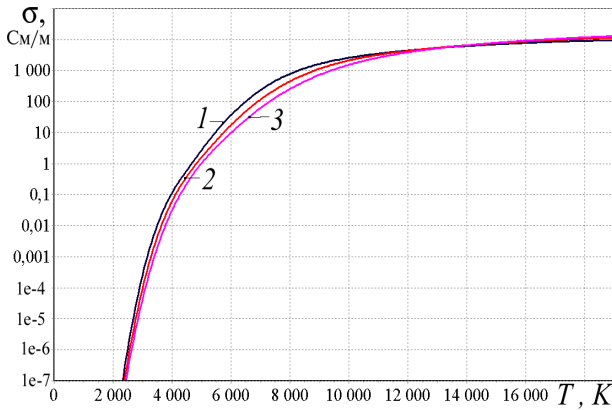


Рис. 3. Електропровідність водної плазми при різних тисках (розрахунок). Крива 1- 1 бар, розрахунок даної роботи, Крива 2 – 5 бар, Крива 3 -20 бар.

Зазначимо, що наразі мають місце суттєві розбіжності між величинами транспортних властивостей багатокомпонентної плазми, що розраховані із використанням різних моделей. Отже властивості плазми підводних розрядів потребують подальшого вивчення.

1. P. Porytsky *et al.* Phys. Plasmas 20 (2013) 023504.
2. O. Coufal. J. Phys. D: Appl. Phys. 40 (2007)3371.

# ТЕОРІЯ СТОХАСТИЧНОЇ ДИФУЗІЇ У СТЕЛАРАТОРАХ ЛІНІЇ WENDELSTEIN У ПРИСУТНОСТІ РАДІАЛЬНОГО ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ

**А. В. Тихий, Я. І. Колесниченко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Оптимізовані стеларатори лінії Wendelstein майже повністю усувають негайні (за часи порядку дрейфового) втрати швидких йонів з супербананових орбіт за рахунок модифікації магнітної конфігурації високим плазмовим  $\beta$  (відношенням тиску плазми до тиску магнітного поля) у такий спосіб, що лінії рівня поздовжнього адіабатичного інваріанту  $J_{\parallel}$  локально захоплених частинок є замкненими всередині об'єму плазми. Проте магнітний дрейф приводить до перетворення деяких із таких частинок на локально пролітні і навпаки. Перетворення орбіт при перетині сепаратриси між локально пролітним та локально захопленим станами супроводжуються стрибками  $J_{\parallel}$ , які приводять до беззіткненової стохастичної дифузії. У роботі [1] було показано, що ця дифузія є важливим механізмом втрат швидких йонів у оптимізованих стелараторах лінії Wendelstein. Теорія стохастичної дифузії, яка враховувала асиметрію у фазовому просторі між локально пролітними частинками із протилежними знаками поздовжньої швидкості, була розвинута у роботі [2].

У даній роботі теорію [2] розширено врахуванням впливу на стохастичну дифузію радіального електричного поля. Знайдено, що від'ємне радіальне електричне поле величини порядку тієї, яка спостерігалася в експериментах на Wendelstein 7-X та передбачається у реакторах Helias, може послабити втрати із центральної області плазми швидких йонів нейтральної інжекції у W-7X та термоядерних альфа-частинок у реакторі Helias через стохастичну дифузію. Послаблення втрат відбувається завдяки тому, що додатковий  $E \times B$  збільшує діапазон пітч-кутів частинок, сепаратриси яких замкнені всередині об'єму плазми, хоча коефіцієнт стохастичної дифузії для таких частинок при цьому зростає. Це означає, що радіальне електричне поле може використовуватися як додатковий до модифікацій магнітної конфігурації механізм послаблення втрат та оптимізації профілю енерговиділення.

1. C.D. Beidler et al. Phys. Plasmas 8 (2001) 2731.
2. A.V. Tykhyu. Ukr. J. Phys. 63 (2018) 495.

# ПЛАЗМОВО-КАТАЛІТИЧНЕ РЕФОРМУВАННЯ ЕТАНОЛУ У ВИХРОВИХ ПОТОКАХ ЗА РІЗНИХ ТЕМПЕРАТУР У РЕАКЦІЙНІЙ КАМЕРІ

**І. І. Федірчик, В. Я. Черняк, В. В. Юхименко, О. М. Цимбалюк**

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

Представлено дослідження впливу температури в реакційній камері та виробництво водню під час гібридного плазмово-каталітичного реформування етанолу з використанням обертового ковзного розряду у вихрових потоках. Реформування етанолу в реакційній камері було проведено в діапазоні температур від 500 до 700 °С. Було зроблено моделювання кінетики реформування для діапазону температур реакційної камери від 1000 до 1500 К. Здійснено порівняння експериментальних даних з результатами моделювання.

Розмаїті конфігурації обертового ковзного розряду вже не раз зарекомендували себе як джерела нерівноважної плазми атмосферного тиску [1 - 4]. Обертовий ковзний розряд у вихрових потоках є простим та ефективним джерелом плазми, вихрові потоки в якому дають змогу прибрати потребу в додатковому магнітному чи механічному обертанні. Простота таких розрядів робить їх привабливим джерелом плазми для систем плазмово-каталітичного реформування. Це дослідження поєднує експериментальні дослідження та числове моделювання кінетики хімічних реакцій для встановлення зв'язку між температурою реакційної камери та виходом водню під час реформування в системі з обертовим ковзним розрядом у вихрових потоках.

На рис. 1 представлено спрощену схему експериментальної системи. Пристрій для реформування складався зі з'єднаних між собою розрядної та реакційної камери. Джерелом плазми був обертовий ковзний розряд у вихрових потоках. Він створював потік плазми, що вносився у реакційну камеру. Подача реагентів відповідала частковому окисненню етанолу за допомогою повітря: потік етанолу був 810 мл/год, 15 л/хв повітря подавалося в розрядну камеру, 2,5 л/хв повітря подавалося в реакційну камеру разом з етанолом. Отриманий синтез газ охолоджувався до кімнатної температури, відбирався в скляну колбу та аналізувався мас-спектрометром. Об'ємні концентрації водню в продуктах реформування було розраховано відносно концентрацій азоту. Це було можливим завдяки тому, що попри участь азоту в плазмохімічних реакціях абсолютна кількість його молекул в реакційній камері практично не змінювалися протягом реформування. Температури вгорі та внизу реакційної камери вимірювалися термопарами К-типу  $T_b$  та  $T_t$ .

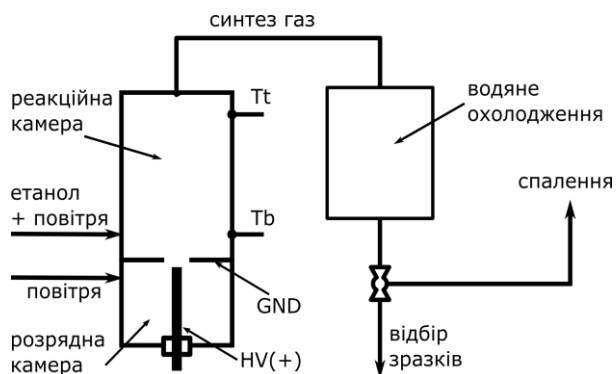


Рис. 1. Спрощена схема експериментальної системи.

впливу температури плазми на процес реформування було проведено додаткові розрахунки за температури в плазмовій зоні, що дорівнювала 1000 К. Під час моделювання температури в реакційній зоні були в діапазоні від 1000 до 1500 К.

На рис. 2 представлено співвідношення між воднем та азотом, які були отримані експериментально за допомогою мас-спектрометричного аналізу складу продуктів реформування отриманих за різних температур стінки реакційної камери. Температура реакційної камери визначалася за показниками термопари  $T_b$ , яка знаходилася внизу реакційної камери поблизу плазмової зони та ввів, через які в реакційну камеру вводилася суміш етанолу з повітрям. Результати комп'ютерного моделювання представлено на рис. 3. Для простішого порівняння з результатами експерименту вони представлені як часові залежності співвідношення  $H_2/N_2$ , отриманого за різних температур реакційної камери.

Кінетика реформування моделювалася за допомогою програм ZDPlasKin та BOLSIG+. Розрахунки здійснювалися з використанням нової фізичної моделі, в якій реакційна камера системи для реформування розбивалася на дві зони – плазмову та реакційну. Умови в плазмовій зоні розраховувалися використовуючи виміряні експериментально обертову температуру плазми, яка становить 3500 К, та значення напруженості електричного поля обертового ковзного розряду у вихрових потоках, що дорівнювало 300 В/см. Крім цього, для оцінки

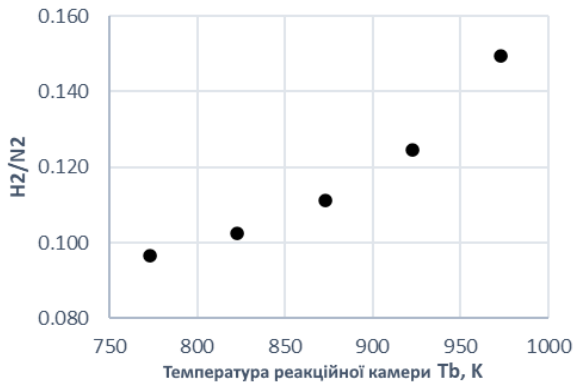


Рис. 2. Експериментальні співвідношення H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> за різних температур реакційної камери.

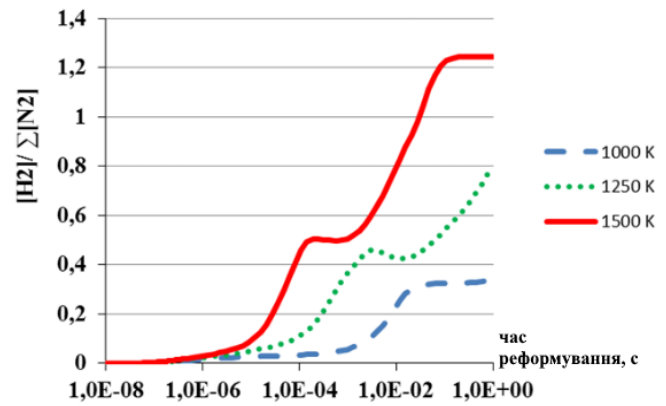


Рис. 3. Часові залежності співвідношення H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub>, змодельовані для різних температур реакційної камери.

Як експериментальні дані так і результати моделювання вказують на зростання виходу водню зі збільшенням температури реакційної камери під час реформування. Результати комп'ютерного моделювання кінетики реакцій плазмово-каталітичного реформування етанолу вказують, що цей процес є нелінійним та проходить у кілька етапів. Тривалість кожного етапу значною мірою залежить від температури в реакційній камері системи для реформування. Результати комп'ютерного моделювання вказують на те, що найбільший вплив плазми на перебіг реформування відбувається на першому етапі виробництва водню. Аналіз поведінки компонент під час цього етапу показує, що він відповідає розкладу молекул етанолу внаслідок реакцій з атомарним воднем та різкому падінню концентрації молекул кисню в реакційній зоні. Окрім цього, моделювання показало, що попри незначні зміни у концентрації молекули азоту мають значний вплив на перебіг гібридного плазмово-каталітичного реформування етанолу з використанням повітря як плазмового газу.

1. C.S. Kalra et al. Gliding arc in tornado using a reverse vortex flow. *Rev. Sci. Instrum.* 76 (2005) 025110.
2. S.P. Gangoli, A.F. Gutsol, A.A. Fridman, A non-equilibrium plasma source: magnetically stabilized gliding arc discharge: II. Electrical characterization. *Plasma Sources Sci. Technol.* 19 (2010) 065004.
3. A. Wu et al. Study of the dry methane reforming process using a rotating gliding arc reactor. *Int. J. Hydrogen Energy* 39 (2014) 17656.
4. A. Czernichowski. Plasmas pour la destruction de l'H<sub>2</sub>S et des mercaptans, *Oil Gas Sci. Technol.* 54 (1999) 337.

## CHEMICALLY ACTIVE COMPONENTS OF MICRODISCHARGE PLASMA IN THE VORTEX FLOW OF AIR AND CO<sub>2</sub>

O. M. Tsymbaliuk, V. Ya. Chernyak, O. V. Kolomiets, Yu. P. Veremii, O. V. Prysiashna

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

One of the unresolved problems of sustainable development is the problem of CO<sub>2</sub> utilization, a concentration of which is growing catastrophically. One of the acceptable ways to solve this problem is the creation of new technologies in which CO<sub>2</sub> is used as the main raw material component. To create effective hybrid plasma-chemical technologies for CO<sub>2</sub> utilization, the features of component composition of chemically active components of plasma CO<sub>2</sub> are of unconditional interest. This paper compares two conditions of experimental implementation of microdischarge in the rotating air and CO<sub>2</sub> flow. Also, the composition of the main chemically active components of plasma of this category, which were determined by simulation of kinetics of plasma-chemical processes considering experimental conditions.

Experimental studies were performed by using the setup, which is described in detail in [1]. During the experiments, a discharge breakdown voltage and current-voltage characteristics were measured at different distances between electrodes ( $d = 0.5 \div 4.5$  mm) in the range of discharge current  $8 \div 30$  mA and gas flow velocity  $0 \div 21 \cdot \text{min}^{-1}$ . These studies show a constant increase in breakdown voltage for CO<sub>2</sub> compared to air as a plasma-forming gas by 2 kV throughout the studied range of gas flows and a stronger effect of the flow rate on the current-voltage characteristics behavior.

The observed dependences of a voltage drop across the discharge from the interelectrode distance at constant values of the discharge current and gas flow show linear sections, which allowed obtaining the value of an electric field in the plasma. Similar dependences  $U(d)$  at  $I = 20$  mA are shown in Fig. 1.

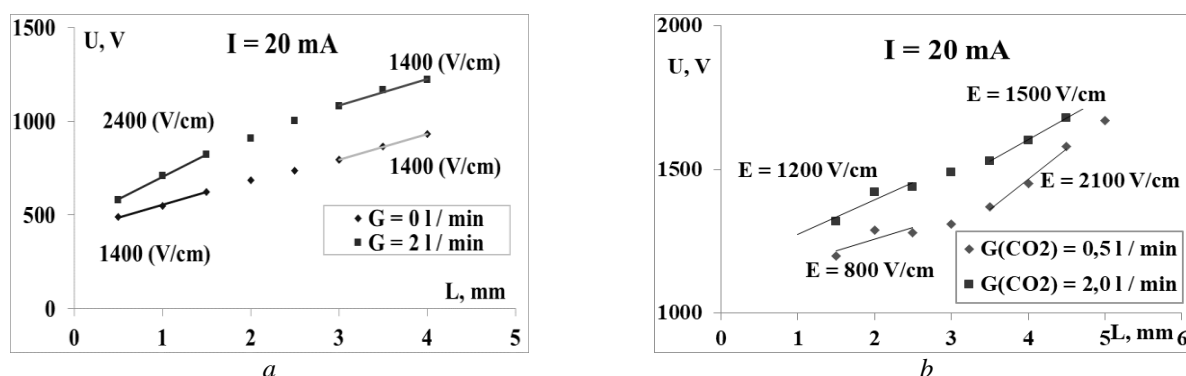


Fig. 1. The electric field of microdischarge at different distances between the electrodes is given using  
*a* - air as a plasma-forming gas or *b* - CO<sub>2</sub> as a plasma-forming gas.

As can be seen from the graphs in Fig. 1, the discharge voltages, as well as the breakdown voltages, for the microdischarges in the CO<sub>2</sub> flow are significantly higher. But the reduced electric field in the positive column of the microdischarge plasma is actually proportional to  $E$  in the airflow.

The dependences of a concentration of neutral components of the plasma ( $[Ai]$  on an exposure time of the plasma-forming gas in the plasma) were determined by simulating the kinetics of plasma-chemical processes using codes BOLSIG+ and ZD PLASKIN [2, 3] at typical experimental values of electric field  $E$  and gas temperature  $T$  of the microdischarge plasma.

The corresponding dependences  $[Ai](t)$  are shown for the air plasma in Fig. 2. The dependences  $[Ai](t)$  for plasma CO<sub>2</sub> are shown in Fig. 3.

The simulation results in Fig. 2 and Fig. 3 show that the oxygen atoms in the microdischarge plasma of the air are much less than in the microdischarge plasma with CO<sub>2</sub>. Also, measurements of the microdischarge plasma emission spectra in the case of using CO<sub>2</sub> and air as plasma-forming gas showed that population temperatures of excited electron levels of oxygen are approximately the same.

Therefore, based on the results of experimental and theoretical studies, and their comparison, the following conclusions can be drawn:

The breakdown and discharge voltages in the CO<sub>2</sub> plasma are higher than in the air, but the electric fields in the positive column of the microdischarge plasma are proportional.

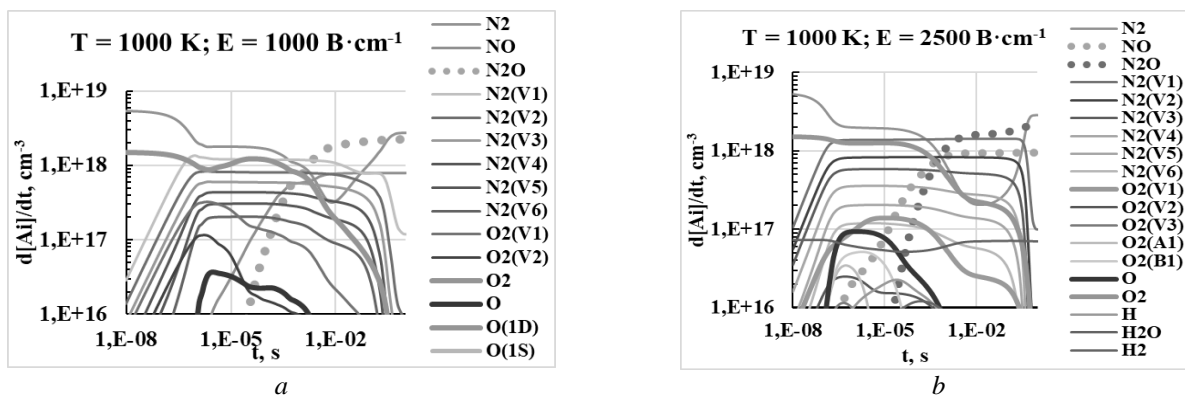


Fig. 2. Dependences of neutral plasma components concentrations on the time of exposure of plasma-forming gas in air plasma  $T = 1000 \text{ K}$  and  $E = 1000 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$  - *a* and  $E = 2500 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$  - *b*.

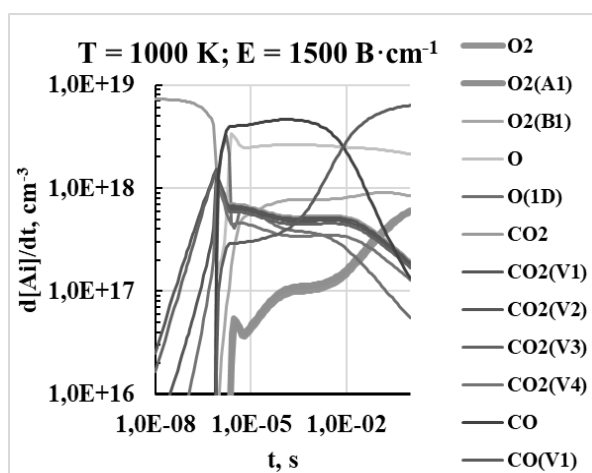


Fig. 3. Dependences of neutral components concentrations of plasma on time of exposure of plasma-forming gas in plasma  $\text{CO}_2$  at  $T = 1000 \text{ K}$  and  $E = 1500 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ .

Under close experimental conditions, oxygen atoms in plasma are significantly higher than in air plasma, which indicates its prospects for use in agro-industrial technologies for sterilization.

Also, since oxygen atoms are the main nuclei of chain reactions of hydrocarbon reforming,  $\text{CO}_2$  plasma can be a highly effective activator of hybrid plasma-catalytic reforming of hydrocarbons into syngas with a high hydrogen content while ensuring long-term contact with the hydrocarbon.

1. V. Chernyak et al. *Plasma Physics and Technology* 7 (2020) 1.
2. M. Capitelli et al. *Plasma Kinetics in Atmospheric Gases* (Springer, 2000) 302 p.
3. S. Pancheshnyi et al. Computer code ZDPlasKin. (University of Toulouse, LAPLACE, CNRS-UPS-INP, Toulouse, France, 2008).

## ПЛАЗМОХІМІЧНИЙ СИНТЕЗ ОПТИЧНО АКТИВНИХ РЕЧОВИН У ПЛАЗМОВО-РІДИННІЙ СИСТЕМІ З ОБЕРТОВИМ КОВЗНИМ РОЗРЯДОМ

**В. Я. Черняк, В. В. Юхименко, Д. Д. Третяков,  
К. В. Юхименко, Е. А. Оберемок, І. І. Федірчик**

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

Протягом усієї п'ятдесятирічної історії інтенсивного розвитку плазмохімії одним з основних напрямків її досліджень був синтез як органічних, так і неорганічних речовин. Саме активований плазмою синтез дав можливість отримати нові невідомі звичайній хімії наноматеріали такі, як фулерени і нанотрубки. Але оскільки і в звичайній хімії залишається невирішеною проблема "індукованого хірального синтезу" синтезу хірального синтезу з не хіральних речовин. Хіральними (або дзеркально антиподними) називаються об'єкти, що не володіють центром і площиною інверсії. Якщо такий об'єкт відобразити в дзеркалі, то вийде об'єкт, несумісний в просторі з вихідним, як ліва і права руки. До хіральних об'єктів, зокрема, відносяться молекули, що містять так званий асиметричний атом вуглецю, – амінокислоти, цукру тощо. Перспективними для проведення хірального синтезу можуть бути мало досліджені динамічні плазмохімічні системи. Характерною особливістю подібних систем є можливість задавати визначені напрямки руху частинкам реагентів, як за рахунок газодинаміки, так і електричного поля. Саме дослідженню оптичної активності органічного синтезу в плазмово-рідинній системі з обертовим ковзним розрядом зануреним в рідину присвячена дана робота.

Експериментальна установка з обертовим ковзним розрядом зануреним у рідину представлена на рис. 1. Генератор плазми складається з центрального електроду (анод), верхнього фланцю (катод), діелектричної камери, з отворами для тангенціальної подачі робочого газу. Центральна частина катоду має конусоподібну форму з отвором в центрі. Діаметр отвору 3 мм. Між катодом та анодом горить обертовий ковзний розряд. Відстань між катодом і анодом 1 мм. На катоді розміщена кварцова труба в яку заливається рідина, що досліджується. Полярність електродів, в системі, можна було змінювати. Коли центральним електродом був анод – реактор (частина, що контактувала з рідиною та фланці) був катодом. Коли центральним електродом був катод – реактор (частина, що контактувала з рідиною та фланці) був анодом. Суміш етанолу з аміаком використовувалась як досліджувана рідина. Газ подавався тангенційно до осі системи. CO<sub>2</sub> використовувався як робочий газ. Потік CO<sub>2</sub> становив 10 л/хв. Вихід із системи був під'єднаний до охолоджувальної системи і під'єднувався до об'єму, де вихідний газ міг конденсуватися. Після об'єму для конденсації газ виводився у вентиляційну систему.

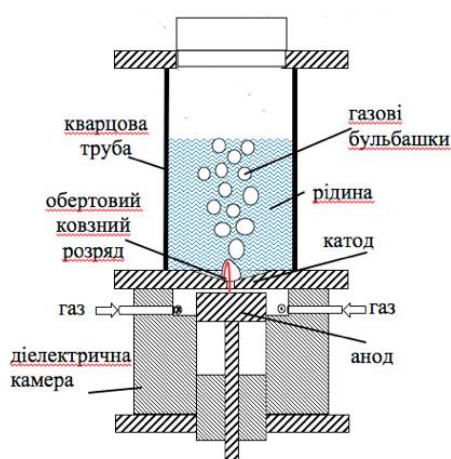


Рис. 1. Схема експериментальної установки для дослідження впливу на хіральність речовини.

Після обробки проводився аналіз розчинів на поляриметри. Використовували кювету довжиною 2 см. Для вивчення оптичної активності зразків використовувався лазерний модуляційний поляриметр, схему якого наведено на рис. 2.

Проводилась обробка суміші спирту (C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH 96 %) та аміаку (NH<sub>4</sub>OH 25 %). Об'єм кожної речовини був 50 мл. Час обробки 10 хв. Струм розряду 100 мА, напруга розряду змінювалась від 1 до 2 кВ залежно від полярності електродів (коли центральний електрод був анод – напруга була 1,5 - 2 кВ, у випадку коли центральний електрод був катод – напруга була 1 - 1,3 кВ). Напрямок подачі CO<sub>2</sub> змінювався: в одному випадку подача газу відбувалась проти годинникової стрілки (якщо дивитись згори на електроди), в іншому випадку подача газу відбувалась за годинниковою стрілкою (якщо дивитись згори на електроди). Об'єм розчину, що заливався у систему становив 100 мл. При кожному режимі роботи системи оброблялись п'ять однакових розчинів і потім вони змішувались в одній посудині.



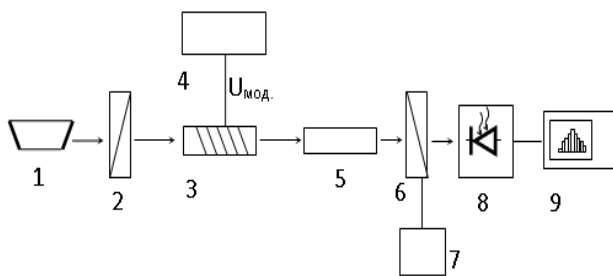


Рис. 2. Схема лазерного модуляційного поляриметра. 1 – гелій-неоновий лазер ( $\lambda = 0,63$  мкм); 2 – нерухомий поляризатор; 3 – фарадєївський модулятор; 4 – модулюючий генератор  $U_{\text{мод}}$ ; 5 – кювета з досліджуванним середовищем; 6 – аналізатор; 7 – ноніус відлікового оптичного мікроскопа з лімбаом; 8 – фотодетектор; 9 – цифровий спектр аналізатор. Використання цифрового аналізатору спектра та ноніусу відлікового оптичного мікроскопа з лімбаом дозволяло визначати оптичну активність зразків з похибкою, що не перевищувала 10 с.

Отримані результати досліджень представлено на рис. 3.

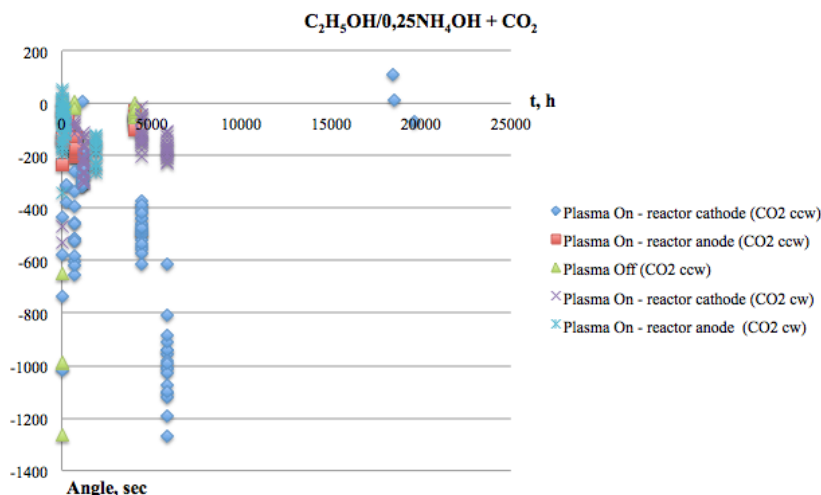


Рис. 3. Оптична активність розчинів після обробки у плазмово-рідинній системі при різних режимах роботи системи. ccw – ( $\text{CO}_2$  проти годинникової стрілки), cw – ( $\text{CO}_2$  за годинниковою стрілкою).

Дослідження показали, що кут відхилення площини поляризації має найбільші значення для режиму – “Плазма увімкнена – реактор катод” при подачі газу проти годинникової стрілки. Інші режими з плазмою мають майже однаковий кут відхилення. Коли розчини обробляються у режимі без плазми, а тільки подається газ, досить велике відхилення кута спостерігається у перший день після обробки (20 – 50 хв після обробки). Проте, наступного дня і надалі відхилення кута немає або знаходиться у межах похибки. Протягом достатньо довгого часу оптична активність розчинів то зменшується, то збільшується. Це може бути пов’язано з тим, що в розчинах, протягом довгого часу, продовжуються хімічні перетворення.

Поляриметричні дослідження оптичної активності розчину етилового спирту з аміачною водою показали, що:

1. У режимах роботи системи за активації  $\text{CO}_2$  плазмою обертового ковзного розряду ефект зміни кута площини поляризації становить від 10 до 1000 кутових сек і залежить як від напрямку обертання газового потоку, так і від полярності живлення розряду. Оптична активність зберігається більше 1000 год після завершення плазмової обробки.

2. У режимах роботи системи з виключеним розрядом (без плазмової активації  $\text{CO}_2$ ) ефект зміни кута поляризації зникає на наступну добу або ж взагалі знаходиться у межах похибки вимірювань ( $\sim 10''$ ) впродовж усього часу подальших спостережень.

3. У режимах роботи системи за наявності плазмової активації  $\text{CO}_2$  найбільше відхилення кута площини поляризації відбувається при подачі плазмотвірного газу проти годинникової стрілки.

## ПРО МОЖЛИВІСТЬ РОЗЩЕПЛЕННЯ ЧАСТОТИ МОДИ КОЛИВАНЬ ПЛАЗМИ ПРИ ПЕРЕХОДІ ПОРОГУ НЕСТІЙКОСТІ

**Ю. В. Яковенко<sup>1,2</sup>, М. Г. Тищенко<sup>1</sup>, Я. І. Колесниченко<sup>1</sup>**

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

<sup>2</sup> Національний університет «Києво-Могилянська академія», Київ

Нестійкості швидких магнітозвукових та альфвенових мод із частотами в йонно-циклотронному діапазоні, які збуджуються швидкими йонами, спостерігаються в плазмі токамаків. У цій роботі показано, що коли збудження нестійкості відбувається через циклотронний резонанс, частота моди може зазнавати розщеплення. У такому разі поріг нестійкості при поступовому підсиленні збудження (наприклад, зростанні кількості швидких йонів) переходять, по суті, дві моди коливань, частоти яких відрізняються від частоти незбудженої моди. Проте при подальшому підсиленні збудження частоти цих двох мод зближуються, наближаючись до частоти незбудженої моди.

Нехай швидкі йони взаємодіють з модою через резонанс (який ми зватимемо «локальним»)

$$\omega = l\omega_B + k_{\parallel}v_{\parallel} + \vec{k}_{\perp} \cdot \vec{v}_{\perp}, \quad (1)$$

де  $\Omega$  – частота моди,  $\omega_B$  – циклотронна частота швидкого йона,  $l$  – ціле число,  $\vec{k}$  – хвильове число,  $\vec{v}$  – швидкість ведучого центру частинки, індекси « $\parallel$ » та « $\perp$ » позначають компоненти відповідно вздовж та поперек магнітного поля. Відомо, що умова (1) виконується лише в окремих точках орбіти частинки, поблизу яких частинка зазнає поштовху – швидкої зміни її інваріантів руху. Якщо інкремент нестійкості ( $\gamma$ ) є меншим за частоту орбітального руху в полоїдній площині ( $\omega_g$ ), то є важливою узгодженість фаз поштовхів у послідовних локальних резонансах. Тоді частинка зміщується, лише коли виконується умова

$$\omega = l\langle\omega_B\rangle + (m+s)\omega_g - n\omega_{\phi}, \quad (2)$$

яку ми називатимемо умовою глобального резонансу. Тут  $\omega_{\phi}$  – частота орбітального руху в тороїдному напрямку,  $m$  та  $n$  – полоїдний та тороїдний модові номери відповідно,  $s$  – ціле число. Знайдено, що гамільтоніан частинки поблизу глобального резонансу можна представити у вигляді

$$H = H_0(J_1, J_2, J_3) + \hat{H} \cos[\zeta(J_1, J_2, J_3)] \exp(i\alpha_1), \quad (3)$$

де  $\alpha_1$  – комбінація кутових змінних, яка зберігається при резонансі,  $J_1$  – відповідна дія,  $J_2$  та  $J_3$  – дві інші дії,  $\zeta$  – зміна фази взаємодії частинка-хвиля при русі від екватора тора до точки локального резонансу. Залежність збурення від дії може якісно змінювати структуру фазового простору поблизу резонансу (рис. 1). Уперше подібні структури фазового простору поблизу резонансу було знайдено для взаємодії швидких йонів з гофрованою магнітного поля [1, 2].

Розраховано інкремент зростання моди, для якої гамільтоніан частинок, що її збуджують, має вигляд (3). Ми нехтуємо залежністю гамільтоніану від  $J_2$  та  $J_3$ . Якщо ввести замість  $J_1$  змінну

$$u = \frac{\partial H_0}{\partial J_1} = l\langle\omega_B\rangle + (m+s)\omega_g - n\omega_{\phi} - \omega \quad (4)$$

і лінеаризувати за нею фазу  $\zeta$  поблизу  $J_{1*}$  (значення  $J_1$  у глобальному резонансі), збурена частина гамільтоніану набуває вигляду  $\hat{H} \cos(\tau_m u + \phi) \exp(i\alpha_1)$ , де  $\phi = \zeta(J_{1*})$ ,  $\tau_m$  – новий характерний час, пов'язаний з осциляціями збурення при варіації дії  $J_1$ . Застосуємо метод збурень і представимо частоту моду у вигляді  $\omega = \omega_0 + \omega_1$ , де  $\omega_0$  – частота за відсутності швидких йонів,  $\omega_1 \ll \omega_0$ . Для випадку, коли функція розподілу йонів за відсутності моди є інверсною (зростає зі зростанням енергії), можна отримати таке рівняння для збурення частоти

$$-i\omega_1 + \gamma_d = \gamma_{L0} \left\{ 1 + \exp\left[ 2i|\tau_m| \left( \omega_1 + i\nu + \phi/\tau_m \right) \right] \right\} / 2, \quad (5)$$

де  $\gamma_{L0}$  – характерний інкремент збудження (пропорційний до похідної від функції частинок за енергією),  $\gamma_d$  – декремент згасання моди,  $\nu$  – ефективна частота зіткнень швидких йонів.

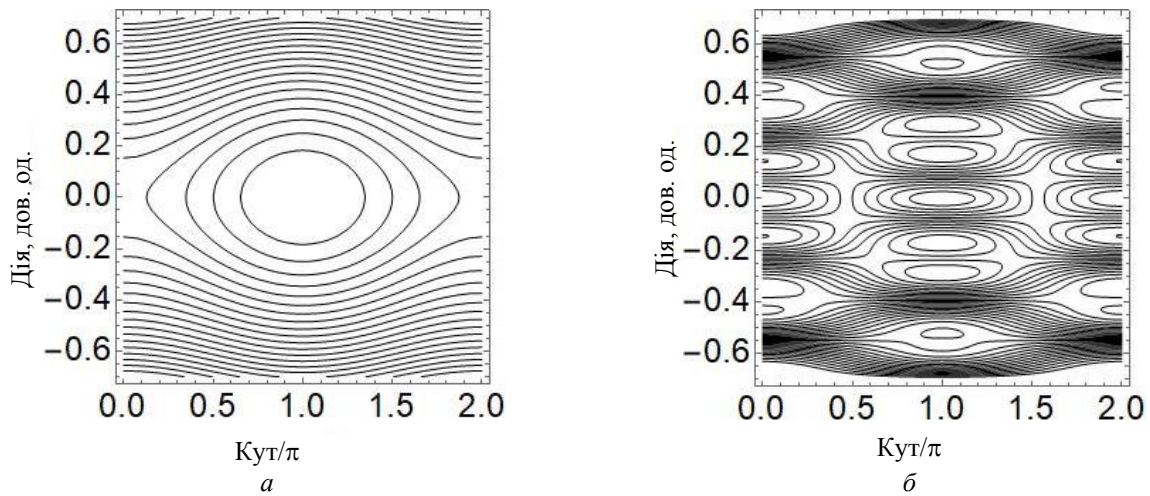


Рис. 1. Траєкторії резонансного руху на площині дія-кут у випадку, коли збурення діє на частинку поштовхами. *a* – Зміна фази між точками поштовхів слабо залежать в дії; форма резонансного острова є «класичною». *б* – Зміна фази між точками поштовхів сильно залежать від дії; утворюється ширше «резонансне павутиння» [1, 2].

Якщо  $\tau_m = 0$ , то з рівняння (5) випливає, що зсуву частоти немає ( $\text{Re}(\omega_1) = 0$ ), а інкремент моди дорівнює  $\gamma = \text{Im}(\omega_1) = \gamma_L - \gamma_d$ , де  $\gamma_L = \gamma_{L0} [1 + \cos(2\phi)]$  – інкремент збудження. Однак якщо  $\zeta$  залежить від  $u$ , а  $\cos(2\phi) \neq 1$ , то швидкі йони викликають зсув частоти моди. Зокрема, коли  $\cos(2\phi) < 0$  (тобто коли зміна фази взаємодії частинка-хвиля між точками поштовхів є такою, що поштовхи сумарно слабо змінюють енергію частинки у точному глобальному резонансі, але значно сильніше діють на частинки з більшою або меншою енергією), розв'язання рівняння (5) дає дві гілки коливань, які при збільшенні  $\gamma_{L0}$  переходять поріг стійкості з різними частотами (рис. 2).

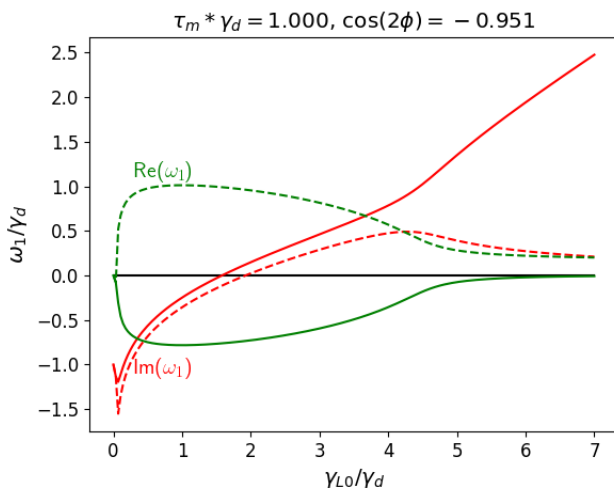


Рис. 2. Збурення частоти  $\omega_1$  залежно від  $\gamma_{L0}$  при  $\phi = 0,45\pi$ ,  $\tau_m \gamma_d = 1$ . Зелені криві –  $\text{Re}(\omega_1)$ ; червоні криві –  $\text{Im}(\omega_1)$ . Суцільні криві – перше власне значення, пунктирні – друге.

Розщеплення частоти біля порогу нестійкості є важливим, оскільки наявна теорія нелінійної стадії нестійкостей, що збуджуються швидкими йонами, є в такому випадку непридатною і вимагає узагальнення.

1. R.B. White. Phys. Rev. E 58 (1998) 1774.
2. Ya.I. Kolesnichenko, R.B. White, Yu.V. Yakovenko. Phys. Plasmas 9 (2002) 2639.

**РАДІОХРОНОМЕТРІЯ СТРОНЦІЙ-ІТРІЄВИХ БЕТА-ДЖЕРЕЛ З ВИКОРИСТАННЯМ  
МЕТОДУ ХІМІЧНОГО РОЗДІЛЕННЯ КАТІОНІВ СТРОНЦІЮ І ЦИРКОНІЮ**

**Г. В. Васильєва<sup>1</sup>, І. Ф. Миронюк<sup>2</sup>, М. В. Стрільчук<sup>3</sup>, І. А. Малюк<sup>3</sup>,  
В. В. Тришин<sup>3</sup>, Х. О. Савка<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Кафедра теоретичної фізики, Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна

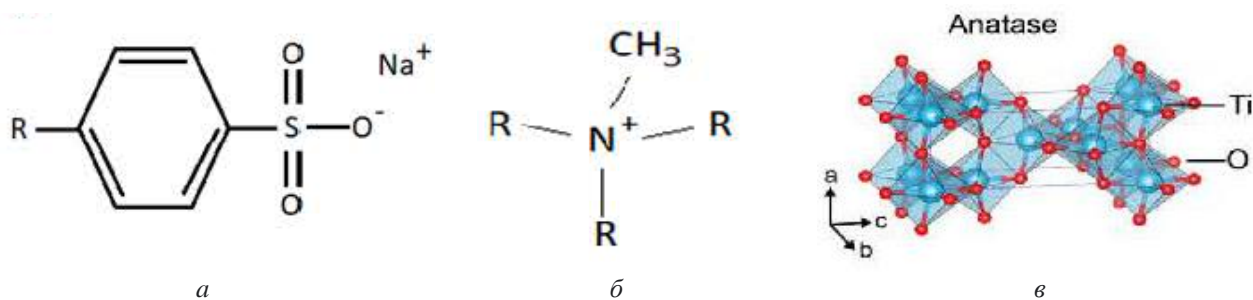
<sup>2</sup> Кафедра хімії, Прикарпатський національний університет ім. В. Стефаника, Івано-Франківськ, Україна

<sup>3</sup> Лабораторія ядерної криміналістики, Інститут ядерних досліджень, НАН України, Київ, Україна

Визначення віку невідомого  $^{90}\text{Sr}$ - $^{90}\text{Y}$   $\beta^-$ -джерела шляхом вимірювання співвідношення  $^{90}\text{Zr}/^{90}\text{Sr}$  є складним науковим завданням.  $^{90}\text{Sr}$ - $^{90}\text{Y}$   $\beta^-$ -радіоактивне джерело, або якщо казати узагальнено  $^{90}\text{Sr}$ -вмісний девайс (пристрій) може бути у формі розчину, у формі солі (наприклад стронцій титанат,  $\text{SrTiO}_3$  або  $\text{SrF}_2$  [1, 2] які були основою термоелектричних генераторів і масово вироблялися у США у 1976 - 1990 рр.) або у формі  $^{90}\text{Sr}$  адсорбованого на цеоліті NaX. Такі радіоактивні джерела виготовлялися у Радянському Союзі і до тепер виготовляє ПО «Маяк», РФ.

Ефективне розділення катіонів цирконію та стронцію базується на їхніх відмінностях у хімічній поведінці. Якщо катіони стронцію – це великі, двозарядні і слабо гідратовані катіони, то катіони цирконію мають менший розмір йонного радіусу і більший заряд катіону. Хімічні форми катіонів даних металів при різних значеннях кислотності розчину представлені у роботі [3]. Особливості хімічної поведінки катіонів стронцію і цирконію залежно від кислотності розчину зумовлюють різну рухливість даних катіонів у розчинах електролітів [4]. При цьому катіони стронцію є більш рухливими, ніж катіони цирконію. А розміри катіонів цирконію зростають при переході від кислого до нейтрального середовища, що пов'язано із ступенем гідратації катіонів цирконію. Навіть у сильнокислому середовищі катіони цирконію прагнуть утворити оксиди [5]. На цьому явищі базується можливість розділення  $^{90}\text{Sr}$  і  $^{90}\text{Zr}$  з використанням потоку кисню у активній зоні мас-спектрометра за даними [5].

У даній роботі проведено експериментальні дослідження розділення катіонів стронцію і цирконію з використанням катіонообмінної смоли Dowex HCR s/s, аніонообмінної смоли Dowex 1x8, а також за допомогою адсорбентів на основі  $\text{TiO}_2$  (рисунок). Іонообмінні смоли є комерційно доступним продуктом компанії (DOW Company, USA). Адсорбенти на основі діоксиду титану є дослідними зразками, синтезованими у Прикарпатському національному університеті (м. Івано-Франківськ).



Активні групи використаних адсорбентів: а – сульфонатні поверхневі групи катіонообмінної смоли Dowex HCR s/s; б – четвертинні амонійні групи аніонообмінної смоли Dowex 1x8; в – структура діоксиду титану (рисунок адаптовано із посилання [6]).

Хімічне розділення елементів з використанням катіонообмінної смоли Dowex HCR s/s та діоксиду титану відбувалось у статичних умовах, у середовищі суперчистої кислоти 2%  $\text{HNO}_3$  (Optima). Тривалість розділення була 60 - 90 хв. Початкові і кінцеві концентрації катіонів стронцію, ітрію і цирконію у суміші визначали за ізотопами  $^{88}\text{Sr}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  і  $^{91}\text{Zr}$  методом мас-спектрометрії з індуктивно зв'язаною плазмою на мас-спектрометрі "Element-2". Детальні дослідження адсорбентів виявили деяку кількість забруднень, які виділяли адсорбенти при контакті із кислотою, тому перед використанням адсорбенти промивали і висушували до повітряно-сухого стану. Хімічне розділення елементів з використанням аніонообмінної смоли Dowex 1x8 проводили у середовищі 5 %  $\text{HCl}$ . Інші умови розділення були такі ж, як і для катіонообмінної смоли, або діоксиду титану. Після розділення 5 %  $\text{HCl}$  випарювали протягом 5 год. Сухий залишок розчиняли у 2 %  $\text{HNO}_3$  (Optima) і проводили мас-спектрометрію. Результати розділення катіонів стронцію, ітрію і цирконію у відсотках наведено у таблиці.

**Результати розділення катіонів стронцію, ітрію і цирконію із суміші супер чистих стандартів з початковими концентраціями елементів у суміші 10ppb/g**

Адсорбент	Відсоток вилучення <sup>88</sup> Sr	Відсоток вилучення <sup>89</sup> Y	Відсоток вилучення <sup>90</sup> Zr
Dowex HCR s/s	5,87	53,64	82,16
Dowex 1x8	0	45,4	90,25
Діоксид титану	0	0	94,7

Показано, що найбільш ефективними і зручними у використанні є адсорбенти на основі діоксиду титану.

Проведено експериментальне визначення дати виготовлення рідкого стронцій-ітрієвого джерела з використанням хімічного розділення стронцію і цирконію на діоксиді титану. За величиною селективної адсорбції йонів цирконію виміряно кількість <sup>90</sup>Zr. З використанням рівняння Бейтмена (1) за співвідношенням <sup>90</sup>Sr/<sup>90</sup>Zr проведено радіохронометрію даного джерела.

$$T = \frac{1}{\lambda} \ln \left( 1 + \frac{N_D}{N_p} \right), \quad (1)$$

де  $T$  – час, який пройшов з дати виготовлення (останньої хімічної сепарації) даного пристрою;  $N_D$  – кількість ядер <sup>90</sup>Zr;  $N_p$  – кількість ядер <sup>90</sup>Sr;  $\lambda$  – константа розпаду <sup>90</sup>Sr.

Визначена дата виготовлення стронцій-ітрієвого джерела добре узгодилась із даними паспорта цього джерела, а також вимірюваннями, проведеними методом комбінації рідинно-сцитиляційного визначення <sup>90</sup>Sr та мас-спектрометрії. Запропоновано методіку визначення дати виготовлення рідких <sup>90</sup>Sr-<sup>90</sup>Y β<sup>-</sup>-джерел з використанням методу хімічного розділення діоксидом титану йонів стронцію і цирконію, оскільки розрахунки дати виробництва за даним методом, добре узгоджуються з даними паспорта рідкого <sup>90</sup>Sr-<sup>90</sup>Y β<sup>-</sup>-джерела.

Окрему увагу приділено огляду літератури присвяченої виробництву <sup>90</sup>Sr-<sup>90</sup>Y β<sup>-</sup>-джерел та хімічній еволюції титанатів стронцію під дією β<sup>-</sup>-випромінювання <sup>90</sup>Sr та <sup>90</sup>Y. Зроблено висновок, що виділення металів в окрему фазу при високотемпературному розпиленні сполук <sup>90</sup>Sr (вибухах «брудних бомб») може змістити початкове співвідношення <sup>90</sup>Zr/<sup>90</sup>Sr і внести неточності у вимірювання віку <sup>90</sup>Sr-вмісних пристроїв.

1. M. Sassi et al. Transmutation in <sup>90</sup>SrF<sub>2</sub>: A density functional theory study of phase stability in ZrF<sub>2</sub>. Phys. Rev. B 85 (2012) 094104.
2. V.R. van Maris et al. The behaviour of parent and daughter nuclides in aerosols released in radiological dispersion events: a study of a SrTiO<sub>3</sub> source. J. of Raman Spectroscopy 48(4) (2017) 549.
3. Atlas of Eh-pH diagrams, 2005. Inter comparison of thermodynamic databases Geological Survey of Japan Open File Report No. 419.
4. V.E. Staryk et al. Radiochemistry 6 (4) (1964) p. 468. (Rus)
5. A.P. Zatonni. Separation and Analysis of Sr-90 and Zr-90 for Nuclear Forensic Applications (Quebec, Canada, Laval University, 2015) 107 p.
6. Sh. Yang et al. Crystal shape engineering of anatase TiO<sub>2</sub> and its biomedical applications. CrystEngComm 17 (2015) 6617.

# АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ РАДІАЦІЙНОГО МОНІТОРИНГУ В САНІТАРНО-ЗАХИСНІЙ ЗОНІ ТА ЗОНІ СПОСТЕРЕЖЕННЯ ДОСЛІДНИЦЬКОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ВВР-М ІНСТИТУТУ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ НАН УКРАЇНИ У 2020 Р.

**О. В. Гайдар, В. В. Тришин, О. В. Сваричевська, І. О. Павленко,  
І. А. Малюк, О. В. Святун, С. В. Телецька**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Проаналізовано результати радіаційного моніторингу об'єктів навколишнього природного середовища в санітарно-захисній зоні (СЗЗ) та зоні спостереження (ЗС) дослідницького ядерного реактора (ДЯР) ВВР-М Інституту ядерних досліджень (ІЯД) НАН України за 2020 р. та проведено їхнє порівняння з даними за попередні роки (2015 - 2019 рр.).

Досліджувалися рівні загальної бета-активності осідаючого пилу й атмосферних випадінь та скидних вод з основних колекторів ІЯД, концентрації бета-активних аерозолів у приземному шарі атмосферного повітря, а також вміст радіонукліду  $^{137}\text{Cs}$  у зразках ґрунту та рослинності.

Дослідження проводилися у лабораторії ЦЕПАЕ, акредитованій у Національному агентстві з акредитації України відповідно до вимог ДСТУ ISO/IEC 17025:2006.

Оцінка впливу ДЯР ВВР-М на довкілля проводилась у 18 стаціонарних точках радіаційного контролю (РК), 6 з яких розташовані в СЗЗ (рис. 1, а), а 12 – в ЗС.

Для дослідження радіоактивного забруднення скидних вод проводиться відбір зразків води з основних колекторів реактора і тритієвих лабораторій – колодязя № 1 (К1) та колодязя № 2 (К2), розташування яких показано на рис. 1, а.

Для спостереження за радіаційним забрудненням ґрунтів у зоні аерації проводиться відбір зразків ґрунту із спостережних свердловин на території майданчика реактора ВВР-М (рис. 1, б).

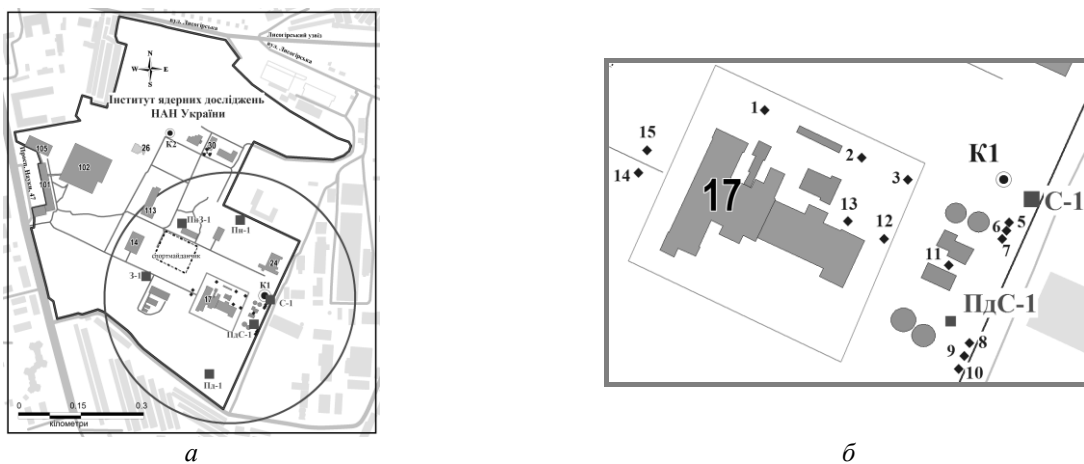


Рис. 1. Схема розміщення стаціонарних точок радіаційного контролю:  
а – у санітарно-захисній зоні; б – спостережних свердловин на майданчику ДЯР ВВР-М.

На рис. 2 наведено сумарну щільність випадінь бета-активних радіонуклідів з осідаючим пилом та атмосферними опадами за 2020 р. та узагальнені результати спостережень за період 2015 - 2019 рр. Річні значення щільності випадінь бета-активних радіонуклідів з атмосферними випадіннями у контрольних точках у СЗЗ коливалися у 2020 р. в межах від 97,7 до 113 Бк/(м<sup>2</sup>·рік). У попередні роки не спостерігалось суттєвої різниці значень, які коливалися від 110,6 до 132,9 Бк/(м<sup>2</sup>·рік). Це свідчить про стабільну ситуацію у даний період спостережень порівняно з більш ранніми спостереженнями.

Значення концентрацій бета-активних аерозолів у атмосферному повітрі, отримані у 2020 р., коливалися в широких межах (від  $1 \cdot 10^{-5}$  до  $2 \cdot 10^{-4}$  Бк/л). Аналогічна ситуація характерна і для значень, отриманих у 2015 - 2019 рр., які змінювалися у цей період від  $7 \cdot 10^{-7}$  до  $1,8 \cdot 10^{-4}$  Бк/л. Середні ж значення у 2020 р. та за 2015 - 2019 рр. (з урахуванням невизначеності вимірювань) можна вважати однаковими.

Отримані у 2020 р. дані щодо радіоактивного забруднення скидних вод, відібраних із колодязя № 1 та колодязя № 2, а також узагальнені результати спостережень за період 2015 - 2019 рр. представлено на рис. 3.

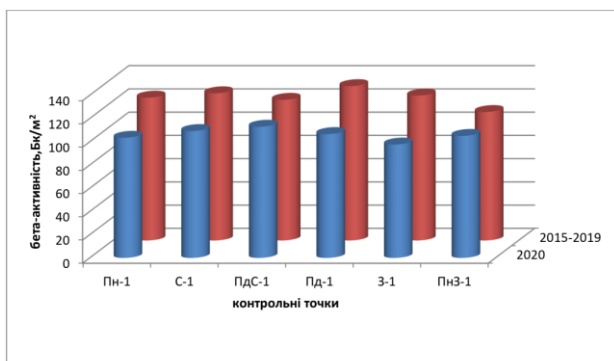


Рис. 2. Річна щільність випадів бета-активних радіонуклідів з осідаючим пилом та атмосферними опадами за 2020 р. та усереднені дані за 2015 - 2019 рр.

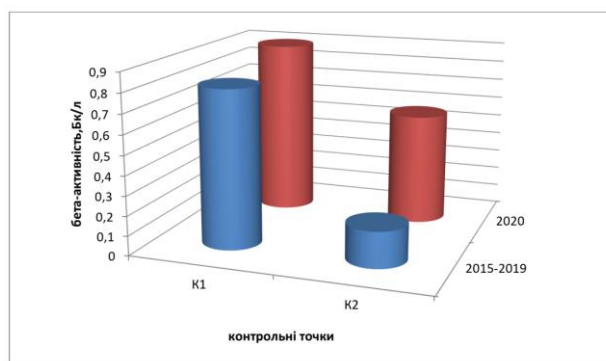


Рис. 3. Середня питома активність бета-активних радіонуклідів у скидних водах за 2020 р. та усереднені дані за 2015 - 2019 рр.

Аналіз інших показників радіаційного моніторингу у СЗЗ і ЗС ДЯР ВВР-М показав, що у 2020 р. не було виявлено достовірного перевищення значень контрольованих параметрах порівняно з попередніми роками (таблиця).

**Узагальнені результати досліджень основних показників радіаційного моніторингу у СЗЗ і ЗС ДЯР ВВР-М за 2020 р. та 2015 - 2019 рр.**

Показник	Значення	
	2020 р.	2015 - 2019 рр.
Середні значення питомої активності радіонукліду $^{137}\text{Cs}$ у зразках ґрунту із спостережних свердловин, Бк/кг	$0,67 \pm 0,20$	$0,84 \pm 0,25$
Середні значення ПЕД гамма-випромінювання в стаціонарних точках РК (на відстані 1 м від поверхні ґрунту), мкЗв/год:		
– СЗЗ	$0,14 \pm 0,04$	$0,13 \pm 0,04$
– ЗС (радіус 2 км від ВТ реактора)	$0,14 \pm 0,04$	$0,12 \pm 0,04$
– ЗС (радіус 5 км від ВТ реактора)	$0,14 \pm 0,04$	$0,11 \pm 0,03$
Середні значення питомої активності радіонукліду $^{137}\text{Cs}$ у зразках ґрунту, Бк/кг:		
– СЗЗ	$94 \pm 28$	$70 \pm 21$
– ЗС (радіус 2 км від ВТ реактора)	$69 \pm 21$	$65 \pm 20$
– ЗС (радіус 5 км від ВТ реактора)	$50 \pm 15$	$43 \pm 13$
Середні значення питомої активності радіонукліду $^{137}\text{Cs}$ у зразках рослинності, Бк/кг (сирої маси):		
– СЗЗ	$0,33 \pm 0,10$	$0,37 \pm 0,11$
– ЗС (радіус 2 км від ВТ реактора)	$0,26 \pm 0,08$	$0,45 \pm 0,14$
– ЗС (радіус 5 км від ВТ реактора)	$0,19 \pm 0,06$	$0,45 \pm 0,14$

Значення питомої активності радіонукліду  $^{137}\text{Cs}$  у зразках ґрунту із спостережних свердловин свідчить про відсутність техногенного впливу експлуатації ДЯР ВВР-М на ґрунти в зоні аерації та надійний стан трубопроводів спецканалізації та резервуарів з РРВ реактора і «гарячих» камер.

Значення потужності еквівалентної дози (ПЕД) гамма-випромінювання в СЗЗ і ЗС ДЯР ВВР-М значно не відрізнялися і були меншими за контрольний рівень ПЕД гамма-випромінювання для м. Києва, який становить  $0,26$  мкЗв/год. Також не спостерігалось суттєвої різниці в показниках питомої активності радіонукліду  $^{137}\text{Cs}$  у зразках ґрунту і рослинності із СЗЗ і ЗС.

Таким чином, отримані дані підтверджують відсутність техногенного впливу експлуатації ДЯР ВВР-М на прилеглі території.

# ВИЗНАЧЕННЯ АКТИВНОСТІ $^{137}\text{Cs}$ ТА $^{90}\text{Sr}$ В ЗРАЗКУ ЗА ДОПОМОГОЮ РІДИННО-СЦИНТИЛЯЦІЙНОГО СПЕКТРОМЕТРА-РАДІОМЕТРА QUANTULUS-1220

М. О. Григоренко<sup>1</sup>, Г. В. Васильєва<sup>2</sup>, І. А. Малюк<sup>1</sup>, М. В. Стрільчук<sup>1</sup>, В. В. Тришин<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна

Розширено можливості використання рідинно-сцинтиляційного спектрометра-радіометра Quantulus-1220 для ситуацій одночасної наявності у досліджуваному зразку радіонуклідів Cs та Sr.

За допомогою рідинно-сцинтиляційного спектрометра-радіометра Quantulus-1220 досліджено зразки  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{90}\text{Sr}$ .

На гамма-спектрометрі отримано експериментальний спектр зразка  $^{137}\text{Cs}$  у скляній пробірці та за допомогою програми GEANT4 розроблено відповідну модель, побудовано спектр і розраховано активність зразка  $A = 127,5 \pm 0,6$  Бк.

На наступному етапі роботи проведено вимірювання зразків на рідинно-сцинтиляційного спектрометрі-радіометрі Quantulus-1220:  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{137}\text{Cs} + ^{90}\text{Sr}$  та отримано їхні експериментальні спектри.

За допомогою програми GEANT4 [1] розроблено модель зразка у пробірці із сцинтилятором. З використанням даних бета-спектрів з бібліотеки МАГАТЕ створено теоретичні модельні спектри таких елементів:  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{90}\text{Sr}$  та  $^{90}\text{Y}$ . В умовах реального експерименту спектри елементів певним чином відрізняються від теоретичних, що обумовлено головним чином роздільною здатністю приладу. У результаті реальний модельний спектр виявляється трохи зміщеним уліво (рис. 1).

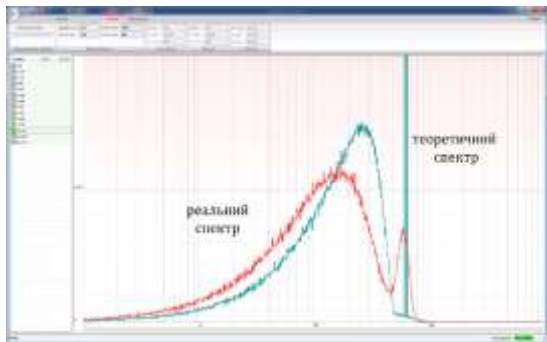


Рис. 1. Теоретичний та реальний модельні спектри  $^{137}\text{Cs}$ .

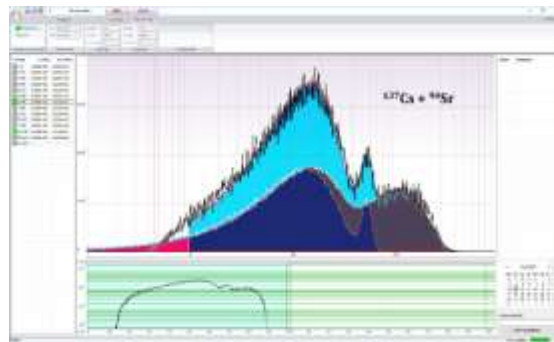


Рис. 2. Обробка експериментального спектру об'єданого зразка  $^{137}\text{Cs} + ^{90}\text{Sr}$ , отриманого на Quantulus-1220.

Після обробки експериментального спектру  $^{137}\text{Cs}$  отримано результати, які досить точно збігаються з модельними даними.

$$A_{\text{Cs-137}}(\text{Quantulus}) = 124,5 \pm 0,8 \text{ Бк},$$

$$A_{\text{Cs-137}}(\text{Gamma}) = 127,5 \pm 0,6 \text{ Бк}.$$

Активність  $^{137}\text{Cs}$ , виміряна за допомогою Quantulus-1220, відрізняється на 2,4 % від активності, виміряної за допомогою гамма-спектрометра.

Аналогічно було оброблено експериментальний спектр об'єданого зразка  $^{137}\text{Cs} + ^{90}\text{Sr}$ . Для його приготування було відібрано 2 мл дослідженого на гамма-спектрометрі зразка  $^{137}\text{Cs}$  із активністю  $127,5 \pm 0,6$  Бк. Отже, активність  $^{137}\text{Cs}$  у об'єданому зразку становила  $A_{\text{Cs-137}}(\text{Gamma}) = 85 \pm 0,4$  Бк. Результат обробки представлено (рис. 2).

Видно, що в області малих енергій (а саме енергій, менше 8 - 10 кеВ) модельний графік практично не описує експериментальний, що відповідно до деяких літературних даних [2] пояснюється тим, що в результаті різноманітних фізичних, хімічних і оптичних процесів у джерелі і сцинтилятор відбувається зниження ефективності реєстрації низькоенергетичних частинок і, як наслідок, спостерігається зниження кількості зареєстрованих відліків, зміщення і гасіння отриманого спектра.

У результаті вимірювання на Quantulus-1220 активності  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{90}\text{Sr}$  відповідно становили:

$$A_{\text{Cs-137}}(\text{Quantulus}) = 82 \pm 0,8 \text{ Бк},$$

$$A_{\text{Sr-90}}(\text{Quantulus}) = 64 \pm 0,4 \text{ Бк}.$$



Отримані дані активності Cs, одержані в результаті вимірювань на двох приладах, досить точно збіглися. Отже, можемо зробити припущення, що отримана на Quantulus-1220 активність  $^{90}\text{Sr}$  відповідає дійсності.

Цей метод дає змогу визначити коефіцієнт співвідношення активності  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{90}\text{Sr}$  у вибірці, що дає змогу нам робити подальші припущення щодо загального вмісту  $^{90}\text{Sr}$  у зразку.

Даний метод у комбінації з ICP-MS аналізом було використано для датування зразка  $^{90}\text{Sr}$ . Для роботи обрано джерело  $^{90}\text{Sr}$  (свідоцтво 488/51 від 23.04.91 р.). Відібрано зразок масою 0,4 г та розбавлено до 4 г розчину. Для вимірювання бета-спектра із зразка відібрали 0,506 г. Після обробки експериментального спектра визначено активність зразка  $1780 \pm 20$  Бк та питому активність  $3515 \pm 70$  Бк. Визначено концентрацію  $^{90}\text{Sr}$  у розчині.

Масовий спектр джерела вимірювали за допомогою ICP-MS аналізу (рис. 3).

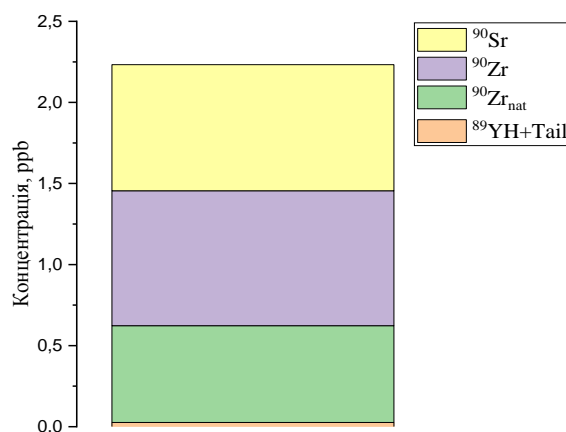


Рис. 3. Концентрація  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  та  $^{90}\text{Zr}_{\text{nat}}$  і хвостові ефекти у піку ICP-MS з масою 90 а.о.м.

Відповідно до формули

$$T = \frac{1}{\lambda} \ln \left( 1 + \frac{N_{^{90}\text{Zr}}}{N_{^{90}\text{Sr}}} \right) \quad (1)$$

визначено вік радіоактивного джерела, який становив  $T = 31,5 \pm 1,5$  р. Згідно з даними паспорта вік джерела більший за 30,2 роки.

1. S. Agostinelli et al. Geant4 – a simulation toolkit. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 506(3) (2003) 250.
2. P. Gaca et al. Application of multiple quench parameters for confirmation of radionuclide identity in radioanalytical quality control. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry 322 (2019) 1383.

## ПОРІВНЯЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ МІКРОМІЦЕТІВ *CLADOSPORIUM CLADOSPORIOIDES* З ПАЛИВНИМИ ЧАСТИНКАМИ ТА З ЧАСТИНКАМИ, ЩО УТВОРИЛИСЯ ВНАСЛІДОК ВИБУХУ

**В. О. Желтоножський<sup>1</sup>, Т. І. Тугай<sup>2,3</sup>, А. В. Тугай<sup>3,2</sup>, Л. В. Садовніков<sup>1</sup>**

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

<sup>2</sup> Відкритий міжнародний університет розвитку людини «Україна», Київ, Україна

<sup>3</sup> Інститут мікробіології і вірусології ім. Д. К. Заболотного НАН України, Київ, Україна

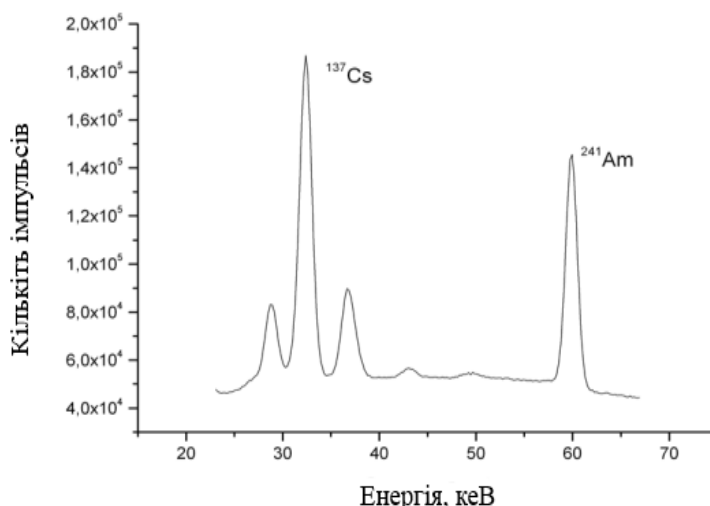
Міцеліальний спосіб існування і апікальний характер росту абсолютної більшості грибних організмів стимулював формування у них різноманітних типів трофічних реакцій – направлений ріст грибних апексів до джерела живлення або позитивних (чи негативних) подразників. У першому випадку відбувається направлений ріст грибної гіфи у бік джерела випромінювання, живлення або інших необхідних складових існування гриба; у другому – ріст грибної гіфи зупиняється і відбувається поворот у протилежний бік від подразника. Одним з показників біологічної активності грибів в умовах радіаційного забруднення ми вважаємо виявлення серед них таких, що здатні взаємодіяти з «гарячими» частинками, які були присутні в ґрунті після аварії на ЧАЕС.

У попередніх багаторічних дослідженнях було встановлено, що певні види мікроміцетів здатні обростати «гарячі» частинки чорнобильського походження, та з часом, переводити радіонукліди, що входять до їхнього складу у рухливі іонообмінні форми, які здатні надалі включатися в трофічні ланцюги [1, 2]. Інтенсивність цього процесу залежала від рівня радіоактивності частинок, їхнього радіонуклідного складу та виду гриба. Така деструкція проявлялась на штамовому рівні і відбувалась двома способами. Перший з них відбувався у контакті з частинкою та її обростанням і подальшим розвалом її на окремі елементи, а другий тип грибною деструкції відбувався за рахунок грибних екзосметаболітів [3 - 5]. Не достатньо вивченим є питання впливу мікроміцетів на радіоактивні частинки різного походження.

Метою нашого дослідження було порівняльне вивчення взаємодії мікроміцетів *C. cladosporioides* з паливними частинками та з частинками, що утворилися внаслідок вибуху.

Дослідження взаємодії у системі мікроміцет - «гаряча» частинка та мікроміцет «вибухова» частинка проводили при культивуванні в модельній системі *C. cladosporioides* в рідкому середовищі в оліготрофних умовах (з використанням рідкого поживного середовища Чапека з 1 г/л глюкози). Дослідження були проведені в порівнянні впливу мікроміцетів на частинки різного походження: паливні та вибухові.

Основні  $\gamma$ -спектроскопічні вимірювання виконувались на низькофоновому антикомptonівському спектрометрі з Ge-детектором, що має вхідне берилієве вікно і енергетичну роздільну здатність 1,9 кеВ на  $\gamma$ -лініях 661 кеВ і 350 еВ на  $\gamma$ -лінії 59 кеВ  $^{241}\text{Am}$  (рисунок).



Фрагмент спектру SL-15 на напівпровідниковому спектрометрі.

Проведені експерименти зі штамами мікроміцетів *Cladosporium cladosporioides* 4061 та *Cladosporium cladosporioides* 4 та паливними частинками та частинками, що утворилися в результаті вибуху, в яких була присутня значна активність  $^{241}\text{Am}$  та ізоотопів плутонію. Виявлено, що вищезгадані штами мікроміцетів переводять  $^{241}\text{Am}$  зі зв'язаної у вигляді твердопаливних частинок, в біологічно доступні форми.

При аналізі  $\beta$ -спектрів не було виявлено достовірного накопичення  $^{90}\text{Sr}$  ні в міцеліях вивчених штамів мікроміцетів, ні в їхніх живлячих розчинах.

Акумуляція  $^{241}\text{Am}$  в усіх штамів перевищувала акумуляцію  $^{137}\text{Cs}$ .

Виявлені відмінності впливу мікроміцетів на радіоактивні частинки різного походження.

Розраховано накопичену активність  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{154}\text{Eu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  в розрахунку на 1 г біомаси та обчислено коефіцієнти переходу радіонуклідів у системі «“гаряча” частинка – мікроміцет» та «“вибухова” частинка – мікроміцет».

Отримані результати вказують на наявність радіотропізму для усіх вивчених штамів мікроміцетів. Міцелій, в якому знаходиться основна маса засвоєного  $^{241}\text{Am}$  та інших ізотопів стають біологічно доступними для подальшого включення їх до ланцюжку «грунт – рослина».

1. N.N. Zhdanova. et al. Accumulation of radionuclides from radioactive substrata by some micromycetes. Journal of Environmental Radioactivity 67 (2003) 119.
2. N.N. Zhdanova et al. Ionizing radiation attracts soil fungi. Mycol. Res. 108(9) (2004) 1089.
3. Н.Н. Жданова и др. Деструкция радиоактивных частиц штаммами *Cladosporium cladosporioides*. Микроб. журн. 64(6) (2002) 47.
4. Т.И. Тугай и др. Ответные реакции грибов, выделенных из различных по уровню радиоактивного загрязнения помещений объекта «Укрытие», на действие ионизирующего излучения. Ядерна фізика та енергетика 6(1) (2005) 128.
5. Т.І. Тугай, А.В. Тугай. Adaptation of Microfungi to Chronic Ionizing Radiation. New Facts and Hypotheses. Мікробіологічний журнал 79 (1) (2017) 76.

## ECOLOGICAL HALF-LIFE $^{137}\text{Cs}$ IN MUSHROOMS AND FISHES

**N. E. Zarubina, O. S. Burdo, O. L. Zarubin**

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

Ecological half-life ( $\mathcal{G}_{1/2}$ )  $^{137}\text{Cs}$  – the time during which the content of  $^{137}\text{Cs}$  decreases by 50 % in different objects or in the environment as a whole.  $\mathcal{G}_{1/2}$  was calculated for representatives of Regnum Fungi and Regnum Animalia after the accident on Chernobyl Nuclear Power Plant (ChNPP). As objects for calculating  $\mathcal{G}_{1/2}$ , we used the experimentally obtained data on the  $^{137}\text{Cs}$  content in mushrooms of the species *Suillus luteus*, a cosmopolitan species widespread in the study area, as well as in those fish species that live as in cooling-pond of ChNPP, and in Kanivske Reservoir: *Perca fluviatilis*, *Sander lucioperca*, *Silurus glanis*, *Aspius aspius*, *Blicca bljoerkna*, *Rutilus rutilus*, *Abramis brama*. The sampling sites from which samples of fish and fungi were taken differ significantly in the levels of  $^{137}\text{Cs}$  contamination.

Ecological half-life  $\mathcal{G}_{1/2}$  was calculated based on the ratio:

$$\frac{1}{\tau_{1/2}} + \frac{1}{\mathcal{G}_{1/2}} = \frac{1}{\tau_{\text{eff}}}, \quad \tau_{\text{eff}} = \ln 2 / \alpha,$$

where  $\tau_{1/2} = 30.2$  yr,  $\alpha$  – tangent of an angle of inclination of the straight line [1].

The dynamics of the accumulation of  $^{137}\text{Cs}$  in mushrooms and fish are different. The maximum values of the content of this radionuclide in mushrooms are noted in the mid-90s of the last century, i.e., about 10 yr after the Chernobyl accident. In fish, the maximum values of  $^{137}\text{Cs}$  content are registered in each reservoir in different years. In *P. fluviatilis* (predator) in the cooling pond of ChNPP, the maximum of  $^{137}\text{Cs}$  content was fixed in 1987, and on the territory of the Kanivske reservoir – in 1989. The ecological half-life was calculated starting from the year in which the maximum values of  $^{137}\text{Cs}$  specific activity levels in the studied objects were registered.

The  $\mathcal{G}_{1/2}$  values for mushrooms differ markedly on sampling sites with different levels of soil contamination. The minimum value of  $\mathcal{G}_{1/2}$   $^{137}\text{Cs}$  for *S. luteus* was obtained for the sampling site Yaniv (2-km zone of the ChNPP) – 3.14 yr; the maximum – on the sampling site Rzhyschiv (territory of the Kyiv region, distance from the ChNPP is approximately 160 km) – 11.91 yr. Hence, in a territory with the maximum level of soil contamination, the specific activity of this radionuclide in mushrooms decreases at a higher rate [1, 2].

Fig. 1 shows the experimental data on the content of  $^{137}\text{Cs}$  (points) and the calculated curves of the decrease in the concentrations of this radionuclide (lines) in *S. luteus* at the sampling sites with different levels of soil contamination: Dytiatky (30-km zone of the ChNPP) and Stayky (the territory of the Kyiv region at a distance of approximately 150 km from the station). The rate of decrease in  $^{137}\text{Cs}$  content in mushrooms on the sampling site of the Dytiatky is greater than on the sampling site of Stayky.

Fig. 2 shows the content of cesium in *P. fluviatilis* in the cooling pond of the ChNPP and in the Kanivske reservoir. The data obtained experimentally are represented by points, the calculated curves of the decrease in  $^{137}\text{Cs}$  concentrations at different sampling sites are represented by lines.

The rate of decrease in the  $^{137}\text{Cs}$  content in fish of different species in the reservoir more polluted with this radionuclide (the cooling-pond of ChNPP) is higher than in the relatively “clean” Kanivske reservoir (Fig. 2, Table.). An exception to this pattern is ecological half-life  $^{137}\text{Cs}$  in *R. rutilus* and *S. glanis*. The specific activity of  $^{137}\text{Cs}$  in these fish species in cooling-pond decreases, on average, two times slower than in the Kanivske reservoir.

Those, the decrease in the  $^{137}\text{Cs}$  content in 5 out of 7 investigated fish species in a “cleaner” reservoir (Kanivske reservoir) is slower than in the cooling-pond of ChNPP. These results agree with the calculated half-life of  $^{137}\text{Cs}$  for mushrooms.

Differences in the ecological half-life of  $^{137}\text{Cs}$  for the studied objects in areas with different levels of pollution may indicate the existence of different mechanisms of the biota's response to different levels of accumulation of  $^{137}\text{Cs}$ . In “dirty” sampling sites, mushrooms and fishes more intensively remove “excess” amounts of  $^{137}\text{Cs}$  from their organisms. At the same time, the common thing for representatives of different Regnum (Regnum Fungi and Regnum Animalia) is a slowdown in the rate of excretion of this radionuclide, provided its insignificant content in the habitat (in this case, in forest ecosystems and in the two studied reservoir, respectively).

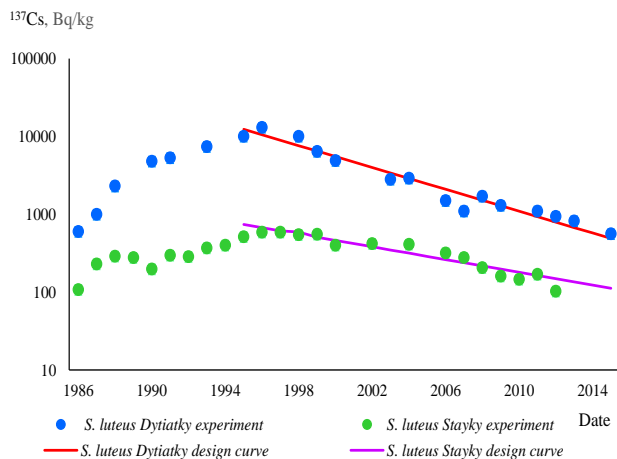


Fig. 1. Content of  $^{137}\text{Cs}$  in *S. luteus* at the sampling sites with different levels of soil contamination with this radionuclide (Dytiatky and Stayky).

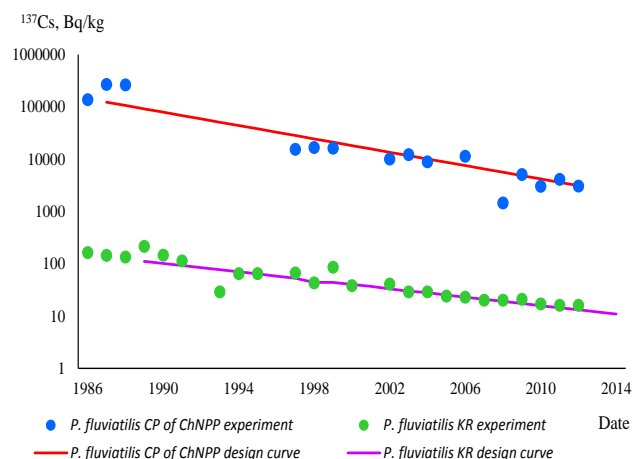


Fig. 2. Content of  $^{137}\text{Cs}$  in *P. fluviatilis* in the cooling pond of the Chap and the Kanivske reservoir.

### $\mathcal{S}_{1/2}$ $^{137}\text{Cs}$ for fishes of different species of Kanivske reservoir and cooling-pond of ChNPP

Species	Kanivske reservoir	Cooling-pond of ChNPP
<i>Perca fluviatilis</i>	9.88	5.58
<i>Blicca bljoerkna</i>	7.65	6.67
<i>Abramis brama</i>	7.48	5.84
<i>Sander lucioperca</i>	7.37	6.15
<i>Aspius aspius</i>	7.12	6.94
<i>Rutilus rutilus</i>	6.76	11.94
<i>Silurus glanis</i>	5.07	11.50

The literature [3] indicates that radiation exposure in small doses (different for different objects) has a beneficial effect on animals and plants. The harmful effect on plants starts from 3 - 10 Gy, i.e., values close to those observed in mammals. In addition, it was shown (with reference to other literature sources) that the radiation of the incorporated  $^{40}\text{K}$  acts similarly to external sources of radiation with similar energies - it accelerates the growth of microorganisms in the natural community.

In [4] it is indicated that biological effects in the absence of natural radionuclides in organisms were registered, but this absence did not demonstrate significant inhibition of their growth and development [4].

Based on the results of the ecological half-life calculations, it can be assumed that the effect of incorporated  $^{137}\text{Cs}$  in small concentrations is similar to the effect of X-ray,  $\gamma$ -radiation,  $^{40}\text{K}$  in small doses and has a beneficial effect on the biota. The response of the biota to this positive effect is the activation of mechanisms that slow down the elimination of this radionuclide from their organisms as much as possible.

1. N.E. Zarubina, O.S. Burdo. Dynamics of specific activity of fruiting bodies of fungi in the territory contaminated as a result of the Chernobyl accident. In: Abstracts of XXII Ann. Sci. Conf. of the Institute for Nuclear Research of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, 26 - 30 January 2015 (Kyiv, 2015) p. 168. (Ukr)
2. O.S. Burdo, N.E. Zarubina, O.V. Shatrova. Dynamics of specific activity of  $^{137}\text{Cs}$  in fruit bodies of *Suillus luteus*: nonlocal model. In: Abstracts of XXVII Ann. Sci. Conf. of the Institute for Nuclear Research of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, 21 - 25 April 2020 (Kyiv, 2020) p. 292. (Ukr)
3. L.A. Buldakov, V.S. Kalistratova. *Radiation effects on an organism - positive effects* (Moscow: Inform-Atom, 2005) 247 p. (Rus)
4. D.M. Grodzinskiy. *Radiobiology* (Kyiv: Lybid, 2000) 448 p. (Ukr)

## ПОТУЖНІСТЬ ПОГЛИНЕНОЇ ДОЗИ ВНУТРІШНЬОГО ОПРОМІНЕННЯ РИБ У ВОДОЙМАХ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ

**О. Є. Каглян, Д. І. Гудков, В. В. Беляєв, Л. П. Юрчук,  
Н. А. Поморцева, О. О. Гупало, І. І. Абрам'юк**

*Інститут гідробіології НАН України, Київ, Україна*

Значний науковий інтерес представляють зміни радіоекологічної ситуації для представників іхтіофауни у водоймах Чорнобильської зони відчуження (ЧЗВ). Нами досліджено водойми з різними рівнями радіонуклідного забруднення та гідрологічним режимом: озера Вершина і Глибоке, умовно-непроточний Янівський затон, одна з водойм, що утворилися на колишній північно-західній частині акваторії водойми-охолоджувача ЧАЕС (ВО) після зниження рівня води, а також руслова ділянка р. Прип'ять (поблизу м. Чорнобиль).

Головними об'єктами дослідження були види риб, що відрізняються за типом живлення: карась сріблястий, краснопірка, верховка, верховодка, окунь та щука. У роботі представлено результати розрахунку потужності поглиненої дози іонізуючого опромінення риб за рахунок інкорпорованих у тканинах радіонуклідів  $^{90}\text{Sr}$  та  $^{137}\text{Cs}$  станом на 2020 р. Величина потужності внутрішньої дози визначали за допомогою програмного забезпечення ERICA Assessment Tool 1.0 [1]. Для розрахунків брали усереднені дані для кожного виду риб. Вік риб становив 2 - 8 років.

Раніше було встановлено, що питома активність радіонуклідів у представників іхтіофауни водойми суттєво відрізняється [2, 3], що відбивається на потужності внутрішньої дози опромінення риб. Як видно з рис. 1, найбільше внутрішнє дозове навантаження спостерігається для оз. Вершина – 19,9 - 85,8 мкГр/год, дещо менші величини зареєстровані для риб з оз. Глибоке, Янівського затону та ВО ЧАЕС – відповідно, 8,1 - 13,5, 0,96 - 2,89 та 0,62 - 0,96 мкГр/год, а найменші – для риб р. Прип'ять – 0,021 - 0,052 мкГр/год.

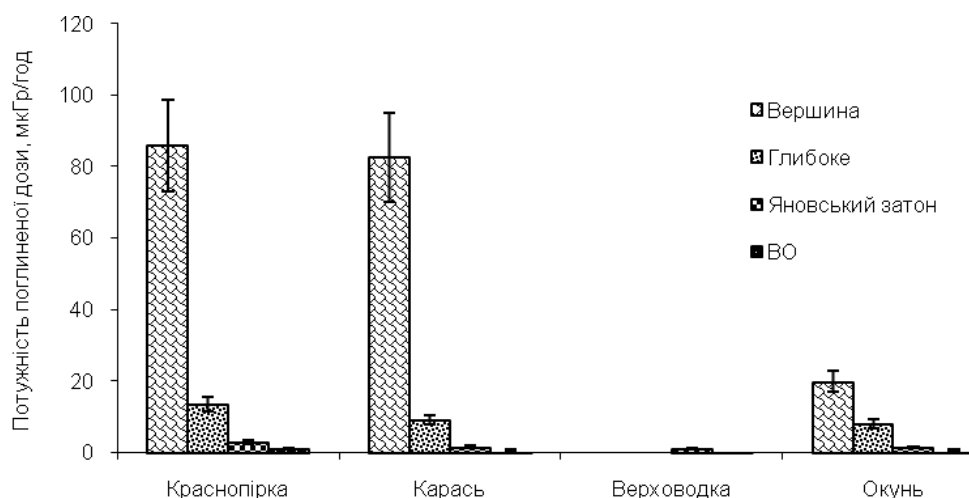


Рис. 1. Потужність поглиненої дози внутрішнього опромінення деяких видів риб ЧЗВ у 2020 р., мкГр/год

Слід зазначити, що, на відміну від зовнішнього опромінення риб ЧЗВ, сформованого у першу чергу  $^{137}\text{Cs}$ , внутрішня потужність поглиненої дози обумовлена переважно інкорпорованим у тканинах  $^{90}\text{Sr}$ . Це пов'язано із значно вищими показниками питомої активності  $^{90}\text{Sr}$  на відміну від  $^{137}\text{Cs}$ . Величина співвідношення  $^{90}\text{Sr}/^{137}\text{Cs}$  для різних видів риб замкнених водойм ЧЗВ становила 2,5 - 107,6. Серед досліджених нами водних об'єктів ЧЗВ частковий виняток становили риби ВО ЧАЕС та р. Прип'ять, в яких співвідношення  $^{90}\text{Sr}/^{137}\text{Cs}$  становило 0,15 - 1,40.

Для більшості замкнених і умовно непроточних водойм внесок дозового навантаження для риб від інкорпорованого  $^{90}\text{Sr}$  у внутрішню дозу опромінення становив 61 - 96 % (для риб ВО до і після пониження рівня води станом на 2020 р., відповідно, 9 - 40 і 38 - 81 %). Для риб оз. Вершина, внутрішнє опромінення, обумовлене значними величинами питомої активності  $^{90}\text{Sr}$  у тканинах, для таких видів, як краснопірка, карась та верховка, переважає навіть над загальною дозою, яка сформована переважно зовнішнім опроміненням  $^{137}\text{Cs}$  (рис. 2). Для всіх інших досліджуваних водойм ЧЗВ потужність поглиненої дози за рахунок зовнішніх джерел (з переважанням  $^{137}\text{Cs}$ , що депонований у донних відкладах) істотно вища за дозу внутрішнього опромінення риб.

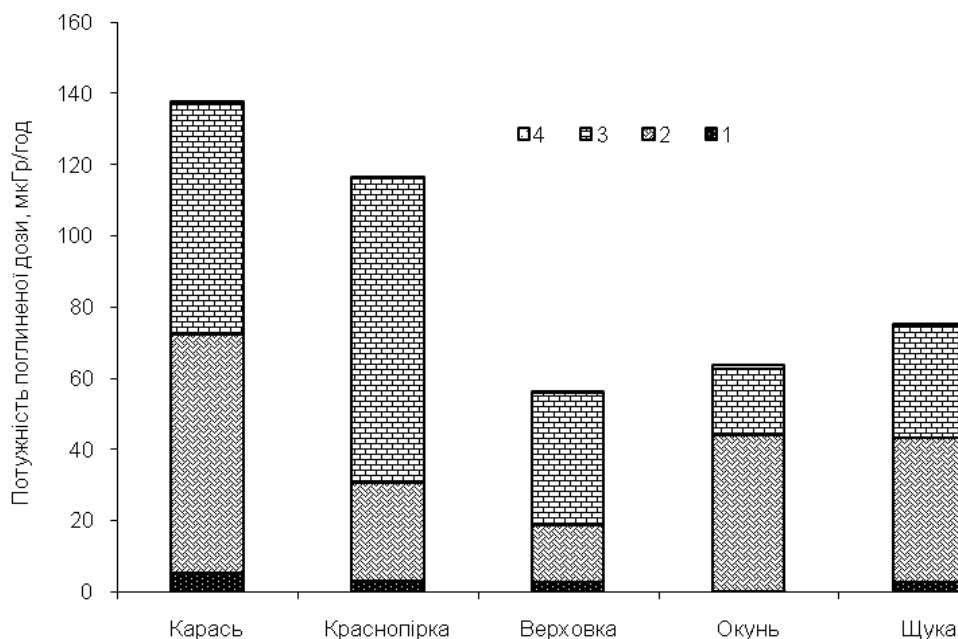


Рис. 2. Потужність поглиненої дози опромінення риб оз. Вершина, мкГр/год: 1 – зовнішнє опромінення від  $^{90}\text{Sr}$ ; 2 – зовнішнє опромінення від  $^{137}\text{Cs}$ ; 3 – внутрішнє опромінення від  $^{90}\text{Sr}$ ; 4 – внутрішнє опромінення від  $^{137}\text{Cs}$ .

Таким чином, домінуюча роль у формуванні потужності внутрішньої дози опромінення риб досліджених непроточних водойм ЧЗВ належить  $^{90}\text{Sr}$ , який інкорпорований переважно у кісткових тканинах, а для деяких видів риб оз. Вершина цей радіонуклід є домінуючим навіть для загальної дози опромінення.

Роботу частково виконано за підтримки Національного фонду досліджень України (грант № 2020.02/0264).

1. ERICA Assessment Tool 1.0. The integrated approach seeks to combine exposure/dose/effect assessment with risk characterization and managerial considerations (<http://www.ERICA-tool.com>).
2. А.Ye. Kaglyan et al. Hydrobiological Journal 5 (2019) 81.
3. О.С. Каглян та ін. Ядерна фізика та атомна енергетика 1 (2021) 62.

## ОЦІНКА РАДІОЛОГІЧНИХ ЗАГРОЗ РОЗРОБКИ БІЛЯЇВСЬКОГО РОДОВИЩА КАОЛІНОВИХ ГЛИН

**К. О. Кориченський, О. В. Войцехович, Т. В. Лаврова**

*Український гідрометеорологічний інститут ДСНС України та НАН України, Київ, Україна*

У роботі представлено результати фонових радіаційного моніторингу у зоні можливого впливу розробки Біляївського кар'єру каолінових глин (Вільнянський район, Запорізька область, Україна). Основною метою дослідження було отримати радіологічну оцінку сучасного стану території планованої розробки кар'єру та виконати оцінки можливих радіологічних впливів пов'язаних з гірничою діяльністю у зв'язку із очікуваним підвищеним вмістом природних радіонуклідів уран-торієвих рядів у каолінових глинах і кристалічних породах місця видобутку. Для оцінки стану природного середовища на території родовища і потенційної зони впливу були відібрані проби гірських порід із різних геологічних горизонтів, верхній шар ґрунту, підземні води різних водоносних горизонтів, поверхневі води у річках, ставках зони впливу, а також аерозолі із приземного шару атмосфери на території родовища і найближчих населених пунктах. Результати оцінки показали таке:

*Гірські породи.* Відбір зразків гірських порід виконано в процесі розвідувального буріння у тілі родовища каолінових глин для представницьких ділянок до глибин 70 м (розкриті породи, рудне тіло та породи кристалічного фундаменту). У результаті аналізу встановлено, що усі геологічні горизонти родовища містять природні радіонукліди з питомими активностями вище фонових, але не перевищують рівні безпеки для поводження з такими матеріалами. Результати визначення ефективної активності шарів гірських порід показали, що в цілому вміст природних радіонуклідів (ПРН) у каолінових глинах і покривних породах є досить низьким. Каолінові глини на глибинах від 30 до 42 м містять ПРН з показником Аеф суттєво нижчими за критерій 370 Бк/кг, що дає змогу відносити ці глини до порід 1 класу (ДБН В.1.4-1.01-97), які можуть використовуватися без обмежень. Натомість, на глибинах від 42 до 55 м у каолінах і на глибинах від 57 до 67 м, у каолінах із вкрапленнями кристалічних порід вміст, ПРН є дещо вищим на рівні Аеф 400 - 540 Бк/кг. Підвищені рівні вмісту ПРН в каолінових глинах формують жорсткі залишки не вивітрених кристалічних порід, які містять підвищені рівні  $^{226}\text{Ra}$  і  $^{232}\text{Th}$ . Збагачування каоліну шляхом відмивання домішків тріщинуватих порід дає змогу отримати продукт каолінових глин, вміст ПРН у яких не перевищує рівні звільнення. Тому, не зважаючи на те, що в окремих шарах каолінового родовища вміст ПРН може у 1,5 - 2 рази перевищувати рівень звільнення від регуляторного контролю, кінцевий продукт збагаченого каоліну може бути охарактеризований як продукт із вмістом ПРН 1 класу безпеки і може використовуватися без обмежень.

*Підземні води та поверхневі води.* Район дослідження характеризується рівнями підвищеної і високої мінералізації (3,0 - 8,5 г/л) у поверхневих і підземних вод і відносяться до категорії середньосолоних. Води підземного комплексу утворені двома основними водоносними горизонтами: верхній безнапірний водоносний горизонт четвертинних відкладів і напірний водоносний горизонт тріщинуватих кристалічних порід. Води більшості поверхневих вод (особливо в понижених елементах рельєфу) за своїм гідрохімічним складом, відносяться до  $\text{SO}_4\text{-Mg-Na}$ , де в аніонному комплексі переважають сульфат-іони (58 - 80 %), в катіонному – іони натрію (35 - 48 %) і магнію (35 - 44 %). За своїм гідрохімічним складом поверхневі і підземні води не придатні для зрошування, і питного споживання. У підвищених елементах рельєфу в водах колодязів відзначається зменшення мінералізації до 1,2 г/л і за своїм гідрохімічним складом відповідають якісним водам колодязів придатних для питного споживання. Води окремих лінз другого водоносного горизонту в районі майбутнього кар'єру каолінових руд є відносно низько мінералізовані (0,8 - 0,9 г/л) і за своїм хімічним складом ( $\text{SO}_4\text{-CO}_3\text{-Na-Ca-Mg}$ ) можуть бути віднесені до категорії питних вод. Води безнапірного верхнього водоносного горизонту практично у всіх точках відбору характеризуються перевищеним вмістом показників сумарної альфа активності (від 1 до 7 Бк/л), які суттєво перевищують індикативний рівень спостережень (0,1 Бк/л). Підвищені рівні сумарної альфа-активності формуються переважно вмістом ізотопів урану (238 + 234) у водах верхнього водоносного. Високі рівні вмісту урану в районі родовища спостерігаються у більшості водних об'єктів, де відбиралися проби (колодязі, ставки, р. Вільнянка, затоплені кар'єри) і змінюються у широких межах від 0,6 Бк/л до 3,7 Бк/л. Вміст інших радіонуклідів ( $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{210}\text{Po}$  і  $^{210}\text{Pb}$ ) не перевищує рівні безпеки. Підземні води напірного горизонту у спостережницьких свердловинах каолінового родовища мають найбільші рівні вмісту активності природного урану – 6 - 7 Бк/л (до 600 мкг/л), що у 3,5 рази перевищує рівень дії за НРБУ-97,  $^{226}\text{Ra}$  – 0,2 - 0,8 Бк/л (при 1,0 Бк/л рівні дії). За рівнем активності  $^{222}\text{Ra}$  (200 - 500 Бк/л) ці води за класифікацією Іванова – Нев-



раєва можуть бути віднесені до слабо-радонових. Слід відзначити, що ці води не використовуються для питного споживання. У водах колодязів і ставків у с. Зелене рівень ОА  $^{222}\text{Ra}$  не перевищує встановленого рівня дій (100 Бк/л) і відзначається в межах 6 - 15 Бк/л, в межах 15 - 30 Бк/л в с. Біляївка, і в ставку с. Значкове, що формується за рахунок живлення підземних горизонтів, 30 - 56 Бк/л.

Просторовий розподіл на значній відстані високих концентрацій урану у воді визначає регіональний характер проблеми. Вірогідною причиною підвищеного вмісту урану і радону у підземних водах району, а відповідно і у поверхневих водах району (р. Вільнянка), куди розвантажуються підземні води є наявність проявів уранових руд і сірки у тріщинуватих породах верхнього шару кристалічного щита, які залягають на глибинах від 50 до 90 м від поверхні під тілом родовища каолінових руд за даними попередніх геологічних зйомок.

Результати в таблиці показують, що вміст ізотопів урану в поверхневих водах р. Вільнянка, куди розвантажуються підземні води з району розташування каолінового родовища є найбільшими в регіоні. Натомість виток цієї річки у р. Дніпро дуже незначний (порівняно із витратами р. Дніпро) і не може суттєво вплинути на забруднення вод р. Дніпро у зв'язку з ефектом їхнього багатократного розбавлення у дніпровських водосховищах.

#### Типові характеристики гідрологічних, гідрохімічних і радіаційних показників поверхневих вод

Характеристики	р. Коноплянка	р. Дніпро	р. Самара	р. Вільнянка
Середні витрати води, $\text{м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	0,2 - 0,6	500 - 1500	10 - 20	0,2 - 1,2
Мінералізація, $\text{г} \cdot \text{л}^{-1}$	0,3 - 1,1	0,2 - 0,4	1,8 - 2,5	3,5 - 6,5
Сумарна альфа-активність, $\text{Бк} \cdot \text{л}^{-1}$	0,20 - 0,60	0,03 - 0,15	0,10 - 0,30	0,95 - 3,6
Типовий вміст $^{234+238}\text{U}$ , $\text{Бк} \cdot \text{л}^{-1}$	0,15 - 0,55	0,02 - 0,12	0,10 - 0,29	0,85 - 3,5

Тому видобуток каолінових руд у даному районі має супроводжуватися моніторингом природного середовища, зокрема для здійснення радіаційного контролю забруднення підземних і поверхневих вод, а також поводження з каоліновими глинами в процесі їхньої переробки.

*Пил та аерозолі.* Фоновий вміст ПРН у частинках пилу (аерозолях) району будівництва кар'єру і у с. Зелене є на 3 порядки нижчим за рівні дії для інгаляційного шляху надходження. Аналіз і розрахунки вмісту ПРН у найменших інгаляційних фракціях каоліну (частинки менше 10 мкр), які потенційно здатні до атмосферного перенесення, навіть для каоліну із підвищеним вмістом Асф у тілі родовища (у 5 разів вище, ніж фонові), не призведе до перевищення ДР для інгаляційного опромінення населення згідно із НРБУ-97.

*Радон.* Вибіркові вимірювання вмісту газу радону у приміщеннях місцевих жителів с. Зелене, будівлі яких розташовані біля території розробки майбутнього каолінового родовища, ЕРОА радону у літній період (травень - червень) в умовах провітрювання приміщень становить 10 - 50  $\text{Бк}/\text{м}^3$ . У разі відсутності провітрювання, у підвальних приміщеннях рівень ЕРОА підвищується до 200  $\text{Бк}/\text{м}^3$ , а в зоні виходу на поверхню порід кристалічного щита у без вентиляційному режимі може коливатися від 1,3 до 5,0 тис  $\text{Бк}/\text{м}^3$  (що значно перевищує рівень дії 100  $\text{Бк}/\text{м}^3$ ). Підвищений рівень радону в закритих приміщеннях може бути суттєвим фактором радіологічного ризику. Тому тут доцільно запроваджувати моніторинг радону і заходи проти-радонової небезпеки.

Результати оцінки показали, що діяльність з видобутку і переробки каолінових глин Біляївського родовища каолінових глин, а також поводження із відходами виробництва за умови впровадження заходів радіаційного моніторингу робочих місць і контролю поводження із відходами є цілком безпечним і не вимагає регуляторного контролю. Натомість, враховуючи особливості регіону, а саме – аномально високі рівні вмісту урану у підземних водах району видобутку, а також у поверхневих водах за межами каолінового родовища, гірничі роботи рекомендовано проводити з обов'язковим моніторингом робочих місць, моніторингом стану природного середовища та заходами радіаційного контролю поводження із відходами збагачення каолінових глин. В окремих випадках для використання таких вод у технологічному циклі і місцевим населенням для господарче-побутових цілей доцільно запровадити технології очищення таких вод із використанням іонообмінних смол. Такі експерименти розпочато в лабораторіях відділу радіаційного моніторингу природного середовища УкрГМІ.

# ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІОАКТИВНИХ ВИПАДІНЬ У ВОДОЙМІ-ОХОЛОДЖУВАЧІ ЧАЕС

**Н. В. Куліч, В. І. Ніколаєв, А. І. Липська, Л. В. Садовніков, О. О. Бурдо**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Після осушення водойми-охолоджувача ЧАЕС проведено дослідження радіоактивних випадіннь. Керни глибиною до 30 см були відібрані на осушених ділянках. Гамма-спектри радіонуклідів вимірювались з використанням антикомptonівського спектрометра з Ge-детектором (Canberra), із входнім берилієвим вікном та енергетичною роздільною здатністю 1,9 кеВ на  $\gamma$ -лінії  $^{60}\text{Co}$  та 350 еВ для  $\gamma$ -лінії 59 кеВ від  $^{241}\text{Am}$ . Ефективність спектрометра становить 20 % порівняно з NaI (Тl)-детектором 3"×3". Пригнічення комptonівського фону в низькоенергетичній області щонайменше у 8 разів дало змогу надійно ідентифікувати активність  $^{241}\text{Am}$  навіть у найглибших шарах. Фрагменти  $\gamma$ -спектрів представлено на рис. 1. Обробка проводилась за допомогою програми WinSpectrum [1]. Активність трансуранових нуклідів визначали за  $L_x$ -спектрами [2] (рис. 1, а).

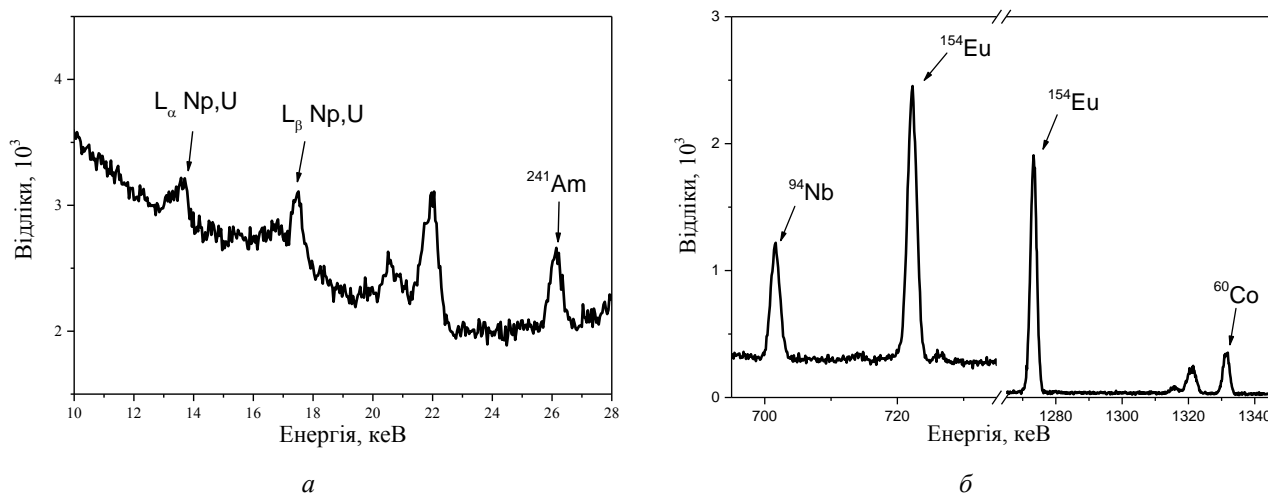


Рис. 1. Фрагменти  $\gamma$ -спектрів в області: а – низьких енергій; б – високих енергій.

Вміст  $^{90}\text{Sr}$  в пробах визначили без використання методу радіохімічного концентрування, на  $\beta$ -спектрометрі з пластиковим сцинтиляційним детектором товщиною близько 1 мм і діаметром 76 мм [3].

Вертикальний розподіл  $^{90}\text{Sr}$  та  $^{137}\text{Cs}$  в ґрунті представлено на рис. 2 для двох кернів.

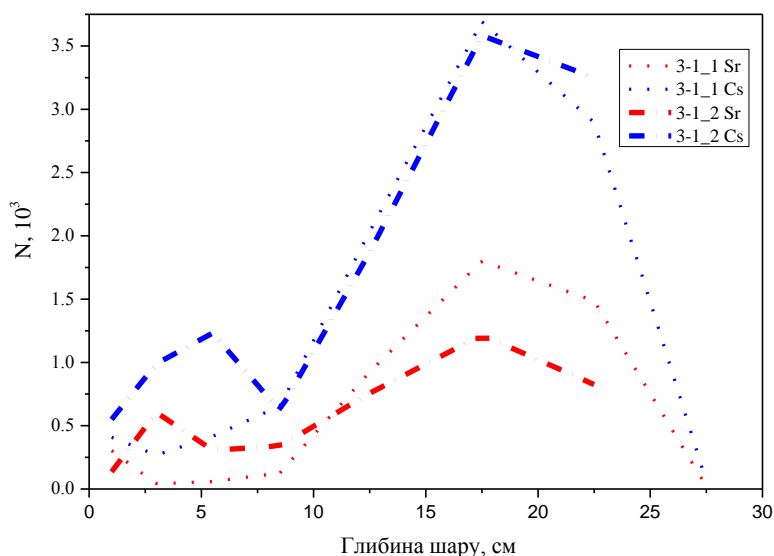


Рис. 2. Розподіл активності по глибині.

У таблиці показано результати вимірювання активності на глибині 10 - 15 см в 1986 та 2020 рр.

**Активності радіонуклідів у шарі на глибині 10 - 15 см**

Ізотоп	A (Бк/зразок) на 05.02.2020	A (Бк/зразок) на 26.04.1986
<sup>241</sup> Am	684	
<sup>243</sup> Am	1,6	1,6
<sup>154</sup> Eu	28,5	408
<sup>155</sup> Eu	4,31	485
<sup>137</sup> Cs	10260	22400
<sup>94</sup> Nb	2,0	2,0
<sup>60</sup> Co	1,75	149
<sup>90</sup> Sr	4500	10000

Аналіз спектрометричних вимірювань виявив, що 80% активності радіонуклідів знаходиться на глибині 10–25 см. Встановлено наявність основних радіонуклідів <sup>241</sup>Am, <sup>137</sup>Cs, <sup>90</sup>Sr, а також активності <sup>155</sup>Eu, <sup>154</sup>Eu, <sup>60</sup>Co та <sup>94</sup>Nb. Аналіз співвідношення <sup>60</sup>Co та <sup>94</sup>Nb свідчить про те, що це випадання першого вибуху з 4-го блоку ЧАЕС. Випадання на глибині 0 - 10 см головним чином пов'язуються з забрудненням, що випало в останні роки. Вертикальна міграція радонуклідів на осушених ділянках водойми-охолоджувача в перших шарах корелює з вертикальною міграцією аерозольних випадін в 30-км зоні ЧАЭС. Природа випадін вивчалася за допомогою зрівняння співвідношень активностей <sup>60</sup>Co та <sup>94</sup>Nb в зразках 2-го енергоблоку ЧАЕС [4] та досліджуваних зразках.

Активність <sup>60</sup>Co в конструкційних матеріалах 2-го блоку ЧАЕС в 20 - 40 разів перевищує активність <sup>94</sup>Nb. За нашими даними, з урахуванням часу роботи 4-го блоку ЧАЕС, активність <sup>60</sup>Co в 2 - 3 рази менше активності <sup>94</sup>Nb. Ми пов'язуємо це з високими температурами під час аварії реактора (понад 1800 °С). Це призводило до більш інтенсивному випаровування <sup>60</sup>Co порівняно з <sup>94</sup>Nb, оскільки точка плавлення кобальту +1495 °С, а ніобію 2468 °С

Узагальнюючи, треба зазначити, що в зоні відчуження поблизу об'єкта «Укриття» додалися нові радіоактивні випадіння як паливовмісні, так і конструкційні. Тому, потрібно ретельно порівнювати нові дані з отриманими раніше.

1. М.В. Желтоножская и др. Разработка метода обработки сложных рентгеновских и гамма-спектров в низкоэнергетической области. Известия РАН. Сер. Физическая 85(10) (2021) 1447.
2. M.V. Zheltonozhskaya et al. The plutonium isotopes and strontium-90 determination in hot particles by characteristic X-rays. Journal of Environmental Radioactivity 225 (2020) 106448.
3. V.A. Zheltonozhsky et al. Spectroscopy of radiostrontium in fuel materials retrieved from the Chernobyl Nuclear Power Plant. Health Physics 120(4) (2021) 378.
4. М.В. Желтоножская и др. Исследование чернобыльских выпадений в 30-км зоне ЧАЭС. Ядерная физика та енергетика 20(3) (2019) 258.

## ВПЛИВ ОРОГРАФІЧНИХ ФАКТОРІВ НА ОСАДЖЕННЯ $^{137}\text{Cs}$ , $^{210}\text{Pb}$ У ГІРСЬКИХ МАСИВАХ УКРАЇНСЬКИХ КАРПАТ

**Л. С. Пірнач, Г. В. Лаптев**

*Український гідрометеорологічний інститут ДСНС України та НАН України, Київ, Україна*

Атмосферне осадження є одним з основних шляхів поширення забруднювачів і поживних речовин. Осадження атмосферних забруднювачів в гірських умовах контролюється вологим і сухим напіленням. Більша порівняно з сусідніми рівнинами кількість опадів у горах випадає внаслідок кількох орографічних ефектів, наприклад «живильник – сівалка». Крім того, внесок «прихованого» осадження, яке не можна виміряти класичними опадомірами (осадження хмарної води, димка, перехоплення води туману тощо), також є більшим у гірських районах через високу частоту туманів, димки та маловисотної хмарності.

Видалення антропогенного радіонукліда  $^{137}\text{Cs}$ , так само як і природного радіонукліда  $^{210}\text{Pb}$ , з атмосфери відбувається шляхом осадження. При цьому, приблизно половина  $^{137}\text{Cs}$  осіла за період наземних ядерних випробувань (1945 - 1963 рр.). Інша, - за короткий період кінця квітня - початку травня 1986 р. в результаті аварії на ЧАЕС. На відміну від  $^{137}\text{Cs}$  випадання  $^{210}\text{Pb}$  мають постійний хронічний характер.

Польові роботи з вивчення розподілу  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{210}\text{Pb}$  виконувалися впродовж 2016 - 2020 рр. в горах Українських Карпат на різних елементах рельєфу масивів Чорногора, Свидовець, Горгани та Рахівські гори. Проби відбиралися в альпійській зоні (1500 - 2020 м н.р.м.), в тому числі в найвищих точках Українських Карпат, і на північно-східних схилах масивів, починаючи з альтitudи  $\sim 700$  м. Переважна більшість відібраних проб: покритий мохом *Polytrichum* торфогенний горизонт з ділянок альпійських гірсько-лугових торф'янистих і гірських бурих і підзолистих лісових ґрунтів.

Одиничні проби торф'яних монолітів площею  $\sim 10 \times 10$  см<sup>2</sup> вирізали ножом на глибину до  $\sim 10$  см, намагаючись витягти весь торфогенний горизонт. Для оцінки вертикального розподілу радіонуклідів застосували спеціальний пробовідбірник (висота 20 см, площа перетину 20 см<sup>2</sup>). Поділ на шари провели на місці відбору.

Необхідні етапи підготовки проб і аналітичні роботи виконувалися в лабораторії УкрГМІ. Для визначення  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{210}\text{Pb}$  використовували гамма-спектрометричний комплекс на основі детектора GMX40 (ORTEC).

Для оцінки тривалості накопичення  $^{210}\text{Pb}$  у відібраних зразках, вивчили вертикальний розподіл радіонуклідів у профілях торф'янистих гірсько-лугових ґрунтів. Провівши оцінювальний перерахунок активності  $^{210}\text{Pb}$  (без віднімання рівноважного  $^{210}\text{Pb}$ ) по природному розпаду радіонукліда ( $t_{1/2} = 22,3$  р.), визначили, що в торфогенному горизонті, товщиною 10 см накопичення радіонукліда проходило протягом  $\sim 36$  років. Ця величина підтверджується також місцеположенням аварійного піка  $^{137}\text{Cs}$ .

За результатами вимірювань ґрунтових зразків виявлено наявність статистично значущого прямого лінійного кореляційного зв'язку середньої сили (коефіцієнт Пірсона  $r \approx 0,5$ ) між альтитудою точки відбору і поверхневою активністю для вибірок з 80 зразків верхнього (до 10 см) торфогенного шару ґрунтів. Таким чином, на основі статистичних даних вдалося отримати апроксимаційні функції, за якими можна зробити оцінювання запасу активності досліджених радіонуклідів у ґрунті залежно від альтитуді місця розташування.

Для оцінки впливу орографічних ефектів на атмосферні опади, що вловлюються звичайними опадомірами, використовували дані багаторічних спостережень дванадцяти прикарпатських метеостанцій, розташованих на різних альтитудах північно-східних підвітряних схилів. У цих місцях клімат вважається помірно-континентальним (Dfb згідно з класифікацією Кеппен - Гейгера). Для порівняння проаналізовано також дані багаторічних спостережень декількох високогірних європейських метеостанцій з подібним кліматом, розташованих в Альпах.

Помічено, що на найвищій в Україні метеостанції Пожижевська відбувається збільшення норми опадів протягом 4-х останніх десятиліть. Оскільки на нижче розташованих станціях подібного не спостерігається, порівняння отриманих на них норм опадів з результатами на метеостанції Пожижевська показує, що зростає і швидкість збільшення норми опадів з висотою. Так за усередненими даними п'яти сусідніх метеостанцій з 1970-х рр. на даній території вона зросла від 48 до 84 мм на кожні 100 м підйому.

Подібна ситуація спостерігається в Альпах на деяких метеостанціях Австрії та Німеччини, розташованих на висотах близько 2000 - 3000 м н.р.м.

Водночас збільшення запасів у ґрунті  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{210}\text{Pb}$  з альтитудою пояснюється зростанням з висотою норми атмосферних опадів лише частково. Так, між двома сусідніми станціями (Ясіня та Пожижевська), що знаходяться на дослідженій території, середня швидкість збільшення норми опадів за останні 36 років становить  $\sim 77$  мм на кожні 100 м підйому. Середнє за цей же період значення норми опадів на станції Пожижевська – 1444 мм/рік. Виходячи з цього, отримуємо, що в діапазоні висот від 1000 до 2000 м н.р.м. норма звичайних атмосферних опадів збільшується приблизно в 1,7 раза. Однак, згідно з отриманим за результатами польових досліджень графіком апроксимаційної функції, запаси активності збільшуються для  $^{210}\text{Pb}$  в 3,5 раза та для  $^{137}\text{Cs}$  в 10,7 раза. Перерахувавши масовий баланс, отримуємо, що на звичайні атмосферні опади припадає лише 49% осадження  $^{210}\text{Pb}$ , тоді як 51 % – результат дії «прихованих випадінь». Для  $^{137}\text{Cs}$  на частку звичайних опадів припадає ще менше – 16 %, що може бути пов'язано з випаданням аварійного  $^{137}\text{Cs}$  у вигляді хмарної води нижньої бази чорнобильської радіоактивної хмари.

Особливу картину спостерігали на водоймах. При дослідженні кореляційних залежностей було помічено, що із загальної картини випадають точки, розташовані в котлованах на берегах трьох озер альпійської зони, де зафіксували додаткове збільшення у 2,2 - 2,7 раза запасу  $^{210}\text{Pb}$  (до величин більш як  $15 \text{ кБк/м}^2$ ) порівняно зі значеннями характерними для інших місць на таких же альтитудах. Таке явище може бути викликано додатковим осадженням  $^{210}\text{Pb}$  з туманами випарювання, які утворюються при переході води з теплої водної поверхні в холодне повітря над водоймою.

## ПИТАННЯ КОМУНІКАЦІЇ ТА ІНФОРМУВАННЯ В ЗОНАХ СПОСТЕРЕЖЕННЯ АЕС

**В. А. Прилипко<sup>1</sup>, М. М. Морозова<sup>1</sup>, Ю. Ю. Озерова<sup>1</sup>, І. В. Бондаренко<sup>1</sup>, О. О. Пелюх<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України, Київ, Україна

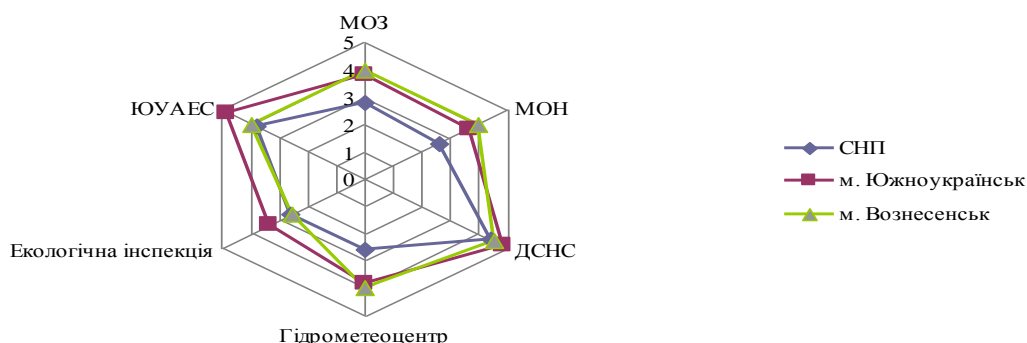
<sup>2</sup> Виробниче підприємство «Южно-Українська АЕС», Южноукраїнськ, Україна

Для населення зони спостереження (ЗС) атомних електростанцій (АЕС) чинниками, що викликають занепокоєння, є: повсякденні викиди і скиди АЕС; збереження і вивезення радіоактивних відходів; можливість надзвичайних ситуацій (НС) [1]. Для міського населення найбільше відчуття небезпеки викликають техногенні НС, менше – природні та соціальні, для сільського – природні, соціальні та техногенні. Встановлено достовірні кореляційні зв'язки між показниками соціально-психологічного стану населення ЗС АЕС та оцінками чинників об'єктів критичної інфраструктури [2]. Спостерігається різний рівень напруги населення ЗС залежно від регіону розміщення АЕС. Має місце тенденція до зростання збитків від надзвичайних ситуацій. За таких умов зростає роль комунікації державних служб (ДСНСУ, адміністрацій), установ, закладів та інформаційне забезпечення їх як в умовах повсякдення, так і на випадок НС. Підготовка та реалізація заходів захисту покладено не лише на ДСНС, але й на усі центральні, регіональні та місцеві органи виконавчої влади, місцевого самоврядування, а також на місцеві громади [3].

*Мета роботи:* визначення особливостей взаємодії різних управлінських структур з питань радіаційного захисту населення в зонах спостереження АЕС в режимі повсякденного функціонування щодо запобігання виникненню надзвичайних ситуацій.

*Матеріали і методи.* У процесі дослідження був застосований метод експертного оцінювання. Сформовано п'ять груп експертів, які несуть відповідальність за стан радіаційного захисту населення ЗС ЮУАЕС та є компетентними за основними критеріями. В експертних оцінках були використані напівзакриті та відкриті питання, в закритих застосовувалась порядкова 5-бальна шкала, а для інших – номінальні шкали. Застосовувалися статистичні методи, які призначені для аналізу нечислової інформації.

*Результати.* Встановлено особливості взаємодії у повсякденні та за умови НС між АЕС та органами місцевого самоврядування (ОМС), державними службами, підприємствами, установами. Активність співпраці в повсякденні більша в містах порівняно з селами. При вирішенні соціальних питань у співпрацю активно долучаються місцеві громади. За оцінками експертів-службовців ОМС ЗС найбільш тісна співпраця спостерігається з ДСНСУ – 4,62 бала, менша – близько 3,00 балів з МОЗ, Гідрометеоцентром, МОН і найменша – з екологічною інспекцією (2,92 бала) (рисунок). Основним джерелом інформації для управлінців і місцевих громад є АЕС. Найбільш інформативними засобами для управлінців є інтернет-сайти АЕС, на другому місці – звіти, які достатньо інформативні як для управлінців міст, так і для сільських територій. Аналітичні довідки займають третє місце за інформативністю, четверте – преса і телебачення. Оцінки експертів щодо ефективності інструментів комунікації, для надання інформації населенню, вищі в містах порівняно з селами. Загалом по ЗС на першому місці – офіційний сайт АЕС, на другому – інформаційні екрани, автовідповідачі про рівень радіації.



Оцінка експертами ОМС ЗС співпраці з державними службами та ЮУАЕС за 5-бальною шкалою.

Інформація, що надається, краще висвітлює питання радіаційного моніторингу, питання про планові навчання на АЕС, оповіщення про аварійні ситуації і гірше – питання екологічного моніторингу. Оцінка експертів повноти і зрозумілості інформації становить 3,40 - 4,50 бала, при низьких оцінках населення служб, що надають інформацію – 2,18 - 3,03 бала.

За результатами експертних оцінок, визначено міру готовності реагування на випадок надзвичайних ситуацій управлінців ОМС, суб'єктів господарювання, освітніх і медичних установ та АЕС. На виробничих об'єктах, установах і закладах ЗС наявні плани аварійного реагування, готовність до реалізації яких періодично перевіряється службою ЦЗ. Місцеві органи виконавчої влади та органи місцевого самоврядування різною мірою можуть забезпечити оповіщення населення про НС на АЕС, радіаційну ситуацію, організувати йодну профілактику, забезпечити чистою водою і продуктами харчування, провести евакуацію населення за наявних транспортних засобів. Найвищий рівень готовності – в місті-супутнику, потім в інших містах і найнижчий – у сільських населених пунктах (таблиця).

**Оцінки експертів готовності органів місцевого самоврядування ЗС до виконання необхідних захисних заходів на випадок НС на АЕС, бали**

Захисні заходи	Сільські населені пункти	м. Южно-українськ	м. Вознесенськ	Всього
Технічне оснащення служби ЦЗ	2,25 ± 0,48	3,83 ± 0,17	3,00 ± 1,00	3,17 ± 0,30
Укриття населення у захисних спорудах	2,00 ± 0,58	1,00 ± 0,00	2,00 ± 1,00	1,55 ± 0,28
Евакуація населення	4,00 ± 0,41	4,40 ± 0,24	4,00 ± 0,00	4,18 ± 0,18
Розповсюдження стабільного йоду	4,25 ± 0,48	5,00 ± 0,00	4,00 ± 0,00	4,55 ± 0,21
Обмеження споживання продуктів харчування, забруднених радіонуклідами, та забезпечення «чистими»	2,75 ± 0,85	3,40 ± 0,24	3,00 ± 1,00	3,09 ± 0,34
Обмеження споживання питної води, забрудненої радіонуклідами, та забезпечення «чистою»	3,00 ± 0,71	3,20 ± 0,49	3,50 ± 0,50	3,18 ± 0,33
Забезпеченість препаратами стабільного йоду	4,00 ± 0,71	5,00 ± 0,00	5,00 ± 0,00	4,64 ± 0,28

Технічний і матеріальний рівень забезпеченості служб цивільного захисту, за оцінками експертів, низький. Фінансування та матеріально-технічне забезпечення заходів ЦЗ відбувається, в основному, за рахунок місцевого та власного бюджетів. Техніка і медичне майно на балансі відповідних медичних закладів, на випадок НС, відсутні, є часткове забезпечення профілактичними медичними препаратами. Субвенція, що спрямовується бюджетам адміністративно-територіальних одиниць, до складу яких входить зона спостереження, на будівництво та ремонт захисних споруд цивільного захисту, закупівлю засобів індивідуального захисту, навчання населення, упорядкування об'єктів інфраструктури в останні роки не доходить до місцевих громад.

1. V. Prylypko. Legislative documents, management decisions on the issues of safety of the population living near nuclear stations. *Modern Aspects of Management*. Part 2. (Kyiv - Warsaw. Publishing House of the Warsaw Management School Graduate and Postgraduate School, 2019) p. 109.
2. О.А. Шевченко, С.Б. Дорогань Основи профілактики радіотривожності населення регіонів з штучно підсиленними природними джерелами іонізуючих випромінювань. У кн.: Papers of the 11th Int. Sci. Conf. "Science progress in European countries: new concepts and modern solutions", December 20, 2019 (Stuttgart, Germany, 2019) p. 104. (Ukr)
3. Положення про єдину державну систему цивільного захисту: Постанова Кабінету Міністрів України від 9 січня 2014 р. № 11. <https://www.kmu.gov.ua/npas/248009635>

## СТАТИСТИКА ПОЖЕЖ НА ТЕРИТОРІЇ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ ЗОНИ ВІДЧУЖЕННЯ ЗА ПЕРІОД 1993 - 2020 рр.

В. П. Процак, Т. В. Гінчук, Г. В. Лаптев, К. О. Кориченський

Український гідрометеорологічний інститут ДСНС України та НАН України, Київ, Україна

Проведено статистичний аналіз даних ДСКП «Чорнобильська Пуща» фіксації пожеж у природних біоценозах на території Чорнобильської зони відчуження (ЧЗВ) за період 1993 - 2020 рр., загалом близько 1600 випадків. Оскільки первинна інформація містила прив'язку фіксації пожежних випадків до номерів кварталів відповідних лісництв, то була виконана GPS прив'язка кожної пожежі до географічних координат. Це дало змогу побудувати картосхему частотного розподілу виникнення пожеж на території ЧЗВ (рис. 1).

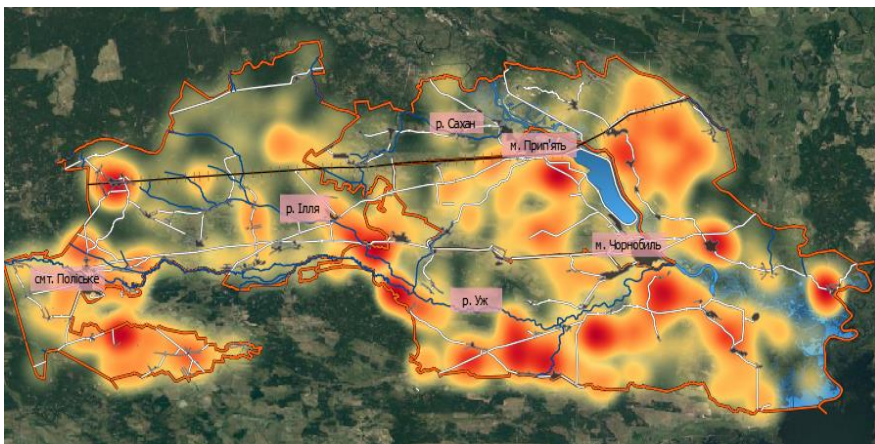


Рис. 1. Частотний розподіл випадків фіксації пожеж у природних біоценозах на території ЧЗВ за період 1993 - 2020 рр.

Візуальний аналіз мапи (рис. 1) вказує, що пожежі на території ЧЗВ найчастіше виникають вздовж її південної межі, в околицях населених пунктів та вздовж правобережної заплави р. Уж. Виникнення природних пожеж вздовж південної межі ЧЗВ може бути пов'язано з весняним випалом трави на сільськогосподарських угіддях, що примикають до границі зони. Поширення пожеж вздовж заплав річок може бути обумовлено значними запасами легkozаймистого горючого матеріалу у вигляді сухостою очерету та трав'яної дернини, що сприяє виникненню та швидкому поширенню пожеж при необережному поводженні з вогнем. Привертає увагу висока частота виникнення пожеж в околицях колишніх населених пунктів: Вільча, Паришів, Теремці, Луб'янка тощо, що очевидно пов'язано з людським фактором, обумовленим виконанням робіт персоналом ЧЗВ у даних населених пунктах.

Також було проведено аналіз частоти виникнення пожеж по роках та місяцях за період з 1993 по 2020 роки (рис. 2 та 3).

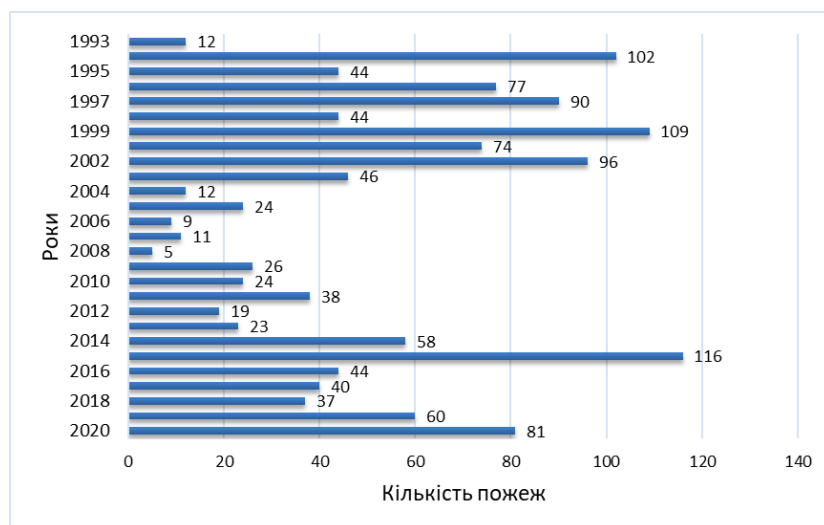


Рис. 2. Частотний розподіл випадків пожеж по роках на території ЧЗВ за період 1993 - 2020 рр.



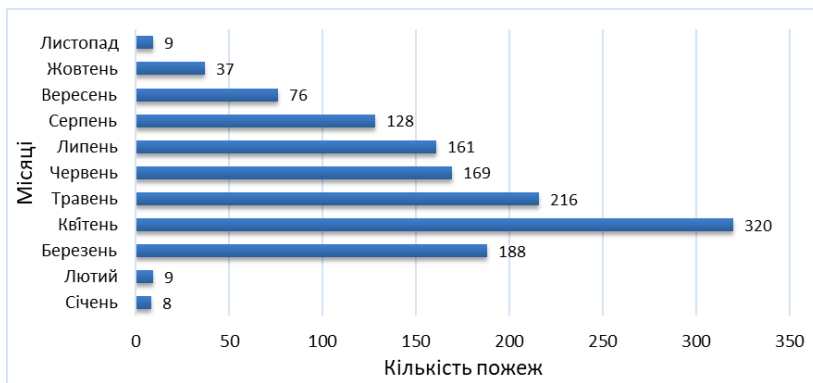


Рис. 3. Частотний розподіл випадків пожеж на території ЧЗВ по місяцях за період 1993 - 2020 рр.

Аналіз отриманих результатів вказує, що найбільша кількість пожеж на території ЧЗВ за період 1993 - 2020 рр. сталася у 1994 р. – 102 зафіксованих випадки, у 1999 р. – 109 випадків та у 2015 р. – 116 пожеж, що очевидно пов'язано з кліматичними умовами для даних років, що сприяли виникненню та поширенню пожеж. Помісячний аналіз частоти виникнення пожеж свідчить, що найбільше пожеж (близько 60 %) фіксується у весняний період, найчастіше в квітні місяці, тому, щоб попередити та зменшити кількість природних пожеж на території ЧЗВ всі протипожежні заходи мають бути сплановані та завершені заздалегідь.

Отримані результати мають бути враховані при плануванні протипожежних заходів на території Чорнобильської зони. Перш за все це стосується оптимізації планування місць створення протипожежних смуг, проведення попереджувальних заходів, розчищення лісових доріг для швидкого під'їзду пожежних розрахунків, створення пожежних водойм, зменшення захаращеності лісових масивів.

## МЕТОДОЛОГІЯ РАДІОЕКОЛОГІЧНОГО ДОСЛІДЖЕННЯ ДОННИХ ВІДКЛАДЕНЬ БАСЕЙНУ РІЧКИ ТИСА

**Н. І. Сватюк<sup>1</sup>, О. І. Симканич<sup>2</sup>, В. Т. Маслюк<sup>1</sup>,  
О. М. Поп<sup>1</sup>, В. І. Роман<sup>1</sup>, В. О. Желтоножський<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> *Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна*

<sup>2</sup> *ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Ужгород, Україна*

<sup>3</sup> *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Гірські хребти Карпат мають особливий ізотопний та мікроелементний склад ґрунтів і водних ресурсів, що суттєво впливає на екологічні показники значних прилеглих територій та є місцевістю, де беруть початок найбільші ріки Європи.

Основну частину водних ресурсів Закарпаття становлять річкові стоки, які відіграють важливу роль у процесах акумуляції й переміщенні хімічних компонентів та ізотопного складу поверхневих шарів гірських схилів. Води наявних озер і деяких штучних водойм, за кількістю цих показників – незначні. Уся територія Закарпаття є водозбором басейну р. Тиса (притоки р. Дунай), яка бере початок у гірських лісах Рахівського району (р. Біла Тиса і р. Чорна Тиса). Річка Тиса має протяжність близько 220 км територією Закарпаття. На території області вона приймає притоки таких річок як Боржава, Ріка, Теремля, Тересва, Чорна Тиса, Біла Тиса, а води рік Латориця та Уж, що також формуються на території регіону, впадають у річки Лаборець і Бодрог, а далі – у р. Тиса, вже за межами України. Загальний стік західних областей України, становить понад 35 % стоку всіх українських річок, а його половина, припадає на річки Закарпаття.

Частина стоку гірських рік Закарпаття формується на румунській, угорській, словацькій територіях басейну р. Тиса. Так, ріки Вішеу та Іза з румунської території впадають у р. Тиса вище м. Тячів, ріки Красна та Самош із угорської території також впадають у р. Тиса, в низинній зоні (вище м. Чоп), а річки Убля й Улічка, зі словацької території, є правобережними притоками р. Уж поблизу смт. В. Березний. Загалом, ріки, що формуються в Українських Карпатах, належать до трьох великих річкових басейнів, а саме р. Вісла, яка впадає в Балтійське море та річок Дністер і Дунай, які впадають у Чорне море.

Особливістю гірських річок є значна кількість твердого стоку, який транспортується руслом річок, у вигляді гальки та розмитої глини (завислі мулові та піщані частинки). Їх дном, особливо в паводки, переноситься велика кількість наносів. Останні, змінюють русло річок, утворюють загати, зменшують їхню пропускну здатність. Потужність твердого стоку знаходиться в прямому взаємозв'язку з еродованістю земельних площ лісового та сільського господарства, станом річкових долин (особливо берегів річок) тощо, тобто, є вкрай небажаним.

Інтенсивне вимивання радіонуклідів із товщі гірських порід призводить до утворення в деяких районах радіоактивних вод, до яких відносяться води, що містять <sup>222</sup>Rn, в кількості більше  $1,85 \cdot 10^5$  Бк/м<sup>3</sup> ( $5 \cdot 10^{-9}$  Кі/л), <sup>226</sup>Ra – більше  $1 \cdot 10^{-11}$  г/л, або U – більше  $3 \cdot 10^{-5}$  г/л. Екологічна рівновага, для гірських територій, дуже хитка. Антропогенні навантаження тут, можуть призвести до катастрофічних наслідків.

Міграція радіоактивних елементів із водою, відбувається при переміщенні радіоактивних частинок із водним потоком, а також шляхом переміщення розчинних форм радіоактивних речовин на площі, що розташована нижче місця виносу. Крапельна ерозія є першим видом змиву ґрунту, що призводить до руйнування (розпилення) ґрунтових частинок, до складу яких входять радіонукліди та розкидання їх площею. Донні осади містять багато органічної речовини та мінерального колоїдного матеріалу, а тому є хорошими сорбентами і, певною мірою, фіксують радіонуклідний склад води. Для радіоекологічного дослідження річок Тиса та Боржава було вибрано схему з початком пробовідбору у верхів'ї річки (вище с. Ясіня для р. Тиса та с. Березинка для р. Боржава), де вплив людини на екосистему найменший; інші ж точки вибираються нижче за течією річки, де антропогенне навантаження зростає за рахунок збільшення густоти населення, кількості неочищених стічних вод, що відводяться в річку, зростання кількості неконтрольованих сміттєзвалищ вздовж берегів та зменшення лісистості. Крайньою точкою дослідження для р. Тиса є точка с. Вилоч (кордон із Угорщиною) та с. Білки для р. Боржава відповідно. По басейну р. Тиса було здійснено дві експедиції за двома річками.

Усього було підготовлено та досліджено 37 зразків намулів (рисунок). Ще однією суттєвою особливістю р. Тиса є те, що велика протяжність її водозбору проходить по кордону з Румунією та Угорщиною. Оскільки віддаль між точками пробовідбору не перевищує 5 - 15 км, це дає змогу встановити джерела та шляхи потрапляння радіонуклідів у донні відкладення досліджуваної річки.



Схема вибору точок пробовідборів зразків намулів басейну р. Тиса.

Положення точок пробовідбору намулів встановлювалось за допомогою GPS-навігації з урахуванням рекомендацій [1, 2]. Пробовідбір зразків мулової грязі річок вагою понад 1500 - 2000 г здійснювався у фіксованих точках ручним методом із глибини 0 - 15 см з використанням драг. Проби упаковувались, транспортувались і зберігались у поліетиленових пакетах, що містили пакувальний ярлик із зазначенням дати відбору, номера проби та інформацію про місце відбору проб. При зберіганні відбраного матеріалу необхідно було забезпечити збереження складу проб. Ємності для зберігання проб герметично закривались. У нашому випадку, отримані зразки річкового намулу висушувались при температурі 110 °С у сушильній шафі до повітряно-сухого стану згідно з [2] і зберігались у поліетиленових пакетах. Після подрібнення, з проб видалялися сторонні рештки (корені рослин, каміння, скло, вугілля, кістки тварин, тощо), потім просівались через сито діаметром отворів 1 мм з метою одержання однорідної маси. Підготовлені зразки донних відкладень перед радіоекологічними дослідженнями поміщались у герметичні ємності на три тижні для забезпечення умов рівноваги радіонуклідів рядів  $^{238}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$ . Після того, підготовлені проби намулу масою 1 - 1,5 кг насипались у посудину Марінеллі для проведення їхнього радіоспектроскопічного аналізу.

Слід врахувати, що намули річок дають інформацію не лише про ступінь впливу техногенних факторів, але і про хіміко-геологічний склад регіону водозбору. Закономірності та параметри останнього можуть бути встановлені через вміст гамма-активних нуклідів уранового та торієвого рядів [3].

Вимірювання серій гамма-спектрів донних відкладень басейну р. Тиса проводилися на спектрометричному комплексі "ORTEC" з HPGe-детектором об'ємом 150 см<sup>3</sup>. Під час проведення вимірювань постійно здійснювався контроль дрейфу енергетичної шкали, роздільної здатності та ефективності реєстрації спектрометричного комплексу за допомогою точкових стандартних гамма-активних джерел  $^{57}\text{Co}$  та  $^{60}\text{Co}$ . Дрейф указаних параметрів не перевищував 1 %.

Результати радіоекологічних досліджень намулів річки Тиса дають можливість показано особливості просторового розподілу та міграції гамма активних нуклідів природного й техногенного походження вздовж русел досліджуваних річок.

Отримані дані дослідження розподіл гамма активних нуклідів у донних відкладеннях басейну р. Тиса, дає змогу виявити закономірності їхньої міграції та акумуляції у довкіллі [1]. Це в свою чергу дає можливість прогнозувати їхній майбутній вміст у об'єктах навколишнього середовища розробляти заходи і засоби мінімізації негативного впливу гамма активних нуклідів на довкілля і людину.

1. Охрана природы. Гидросфера. Общие требования к отбору проб донных отложений водных объектов для анализа на загрязненность: ГОСТ 17.1.5.01-80 [Введ. 01.01.81] (Москва: Госкомитет СССР по стандартам, 1981) 6 с.
2. Организация и проведение наблюдений за содержанием загрязняющих веществ в донных отложениях водных объектов: РД 52.24.609-2013. [Введ. 02.09.2013] (Ростов-на-Дону: Росгидромет, 2013) 43 с.
3. N.I. Svatyuk, D.M. Symochko. Radioecology of Transcarpathian mountain Rivers: Time and Spatial Correlations. In: Nuclear Physics and Accelerators in Biology and Medicine. Fifth Int. Summer School. AIP Conf. Proc. 1204(1) (2010) 263.

# ОГЛЯД ОСОБЛИВОСТЕЙ БУДОВИ І ЗАСТОСУВАННЯ СУЧАСНИХ АДСОРБЕНТІВ

**І. Ю. Сийка, С. І. Вучкан, О. Я. Сич**

*Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна*

У роботі зроблено короткий огляд особливостей будови синтетичних і природних цеолітів, синтетичних неорганічних адсорбентів на основі полівалентних металів і оксидів, а також іонообмінних смол. Дано короткий опис максимальної адсорбційної ємності адсорбентів, механізмів адсорбції тощо. У роботі також зазначено ефективність застосування сучасних адсорбентів для очищення водних розчинів від катіонів важких металів та інших екологічно небезпечних речовин.

Адсорбенти – це речовини здатні поглинати молекули або іони із розчинів або газів, тобто адсорбувати. Нерідко адсорбенти використовують для пом'якшення води або вилучення із водних розчинів надлишку синтетичних барвників, а також у медицині як носії для радіонуклідів. Перш за все актуальність дослідження адсорбції іонів важких металів зумовлена екологічними причинами, а саме збереженням чистоти водних екосистем, дезактивацією стічних вод тощо. Також необхідність розділення радіонуклідів може бути пов'язана із екологічним моніторингом довкілля, наприклад, силікат титану (рис. 1) синтезують із відходів титанового виробництва. Для адсорбції катіонів важких металів і радіонуклідів пропонують багато різних адсорбентів, які можна розділити на синтетичні адсорбенти і адсорбенти природнього походження. Також за своїм хімічним складом адсорбенти можуть бути органічні та неорганічні, або МОФи – метал-органічні сполуки. Унікальних властивостей адсорбенти набувають при модифікуванні їх поверхні, а також синтезі складних композитних сполук, які здатні селективно (тобто вибірково) поглинати той, чи інший вид забруднень. До адсорбентів відносяться природні і синтетичні цеоліти, солі полівалентних металів, мезопористий  $TiO_2$ , або  $TiO_2$  з хемосорбованими функціональними групами. Важливе місце серед адсорбентів займають іонообмінні смоли.

У даній роботі ми ставили перед собою мету зробити короткий огляд сучасних адсорбентів, їх особливостей будови та застосування.

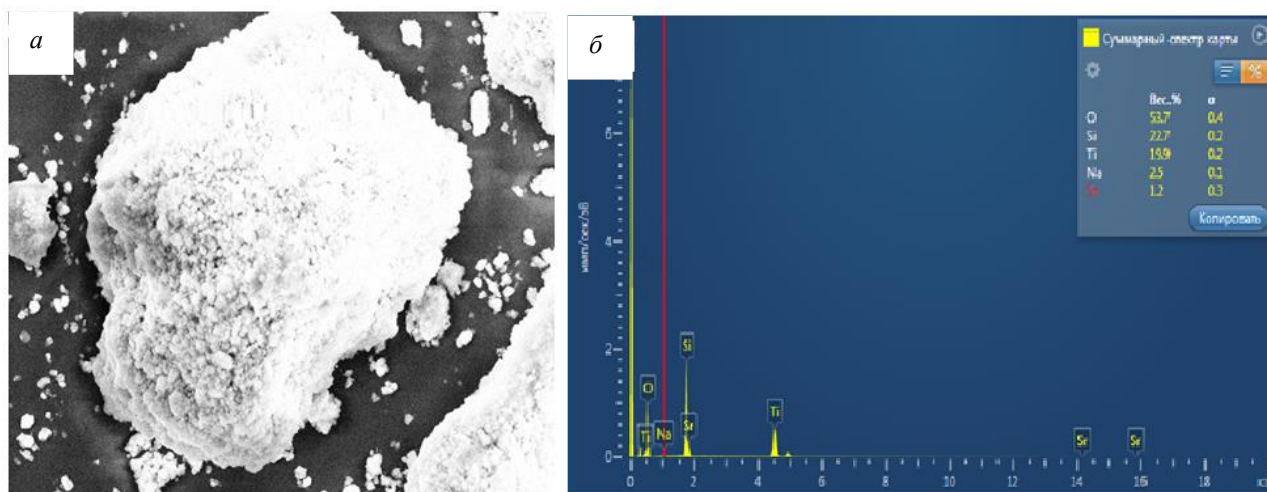
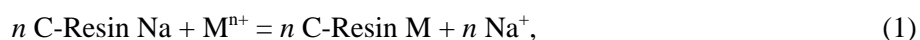


Рис. 1. Зовнішній вигляд силікату титану (а) і його елементний склад (б), визначений за допомогою електронного скануючого мікроскопу за даними роботи [1].

Наприклад, термін «Іонообмінні смоли» вказує на те, що механізм адсорбції іонів важких металів такими адсорбентами це іонний обмін. Структура іонообмінної смоли має дуже рухливі катіони, наприклад катіони натрію, які переходять у розчин. Поверхня адсорбенту стає не скомпенсованою і забирає із розчину катіон якогось металу, щоб стати електронейтральною. Цей процес проілюстрований на схемі:



де C-Resin – матриця іонообмінної смоли у натрієвій формі;  $M^{n+}$  – катіон важкого металу.

Як правило, іонообмінні смоли складаються з полімерної матриці на яку хімічно приєднані функціональні групи певного типу. Саме хімічний склад функціональних груп надає іонообмінним смолам властивостей адсорбувати катіони, або аніони. Є чотири основні види функціональних груп, це суль-

фонові групи ( $-\text{SO}_2\text{OH}$ ), які надають аніонообмінній смолі здатність адсорбувати катіони (strongly acid cation exchangers). Другий тип функціональних груп – карбоксильні групи ( $-\text{COOH}$ ), які надають здатність адсорбувати катіони але трохи слабше, ніж попередній вид функціональних груп (weakly acid cation exchangers). Четвертинні аміни ( $-\text{NR}_3^+$ ) надають здатність іонообмінній смолі адсорбувати аніони (strongly basic cation exchangers). У випадку функціональних аміногруп ( $-\text{NR}_2$ ,  $-\text{NH}_2$ ,  $-\text{NHR}$ ) іонообмінна смола набуває слабких аніонообмінних властивостей (weakly basic cation exchangers). Як і кожний адсорбент – іонообмінні смоли мають свої переваги і недоліки. Перевагою іонообмінних смол може бути гранульована форма їх, простота забезпечення динамічної адсорбції. Недоліками іонообмінних смол є низька селективність або нестійкість до дії кислот, чи іонізуючого випромінювання. Тому на практиці часто використовують комбінацію декількох іонообмінних смол.

Деякі адсорбенти володіють унікальними властивостями і здатні діяти, як молекулярні сита: вибірково адсорбувати певні речовини із розчинів і «залишати поза увагою» всі інші. Так діють наприклад синтетичні цеоліти. Цеоліти – це каркасні алюмосилікати кристалічної будови, які інтенсивно адсорбують катіони важких металів, наприклад  $\text{Pb}^{2+}$ ,  $\text{Cd}^{2+}$ ,  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Mn}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$ ,  $\text{Zn}^{2+}$  та  $\text{NH}_4^+$ . Для фожазитів характерною є наявність суперкомірки, куди можуть проникати позитивно заряджені катіони певного розміру. Максимальна адсорбційна ємність синтетичних цеолітів типу NaX становить близько 100 - 150 мг/г. Схема їхньої дії зображена на рис. 2. Такі адсорбенти здатні інтенсивно адсорбувати стронцій із водних розчинів. Крім йонів стронцію, синтетичні цеоліти типу X адсорбують йони тривалентних лантанідів. Структуру синтетичних цеолітів можна модифікувати, вводячи у неї катіони тривалентних лантанідів. Такі модифіковані цеоліти успішно використовуються у нафтовій промисловості.

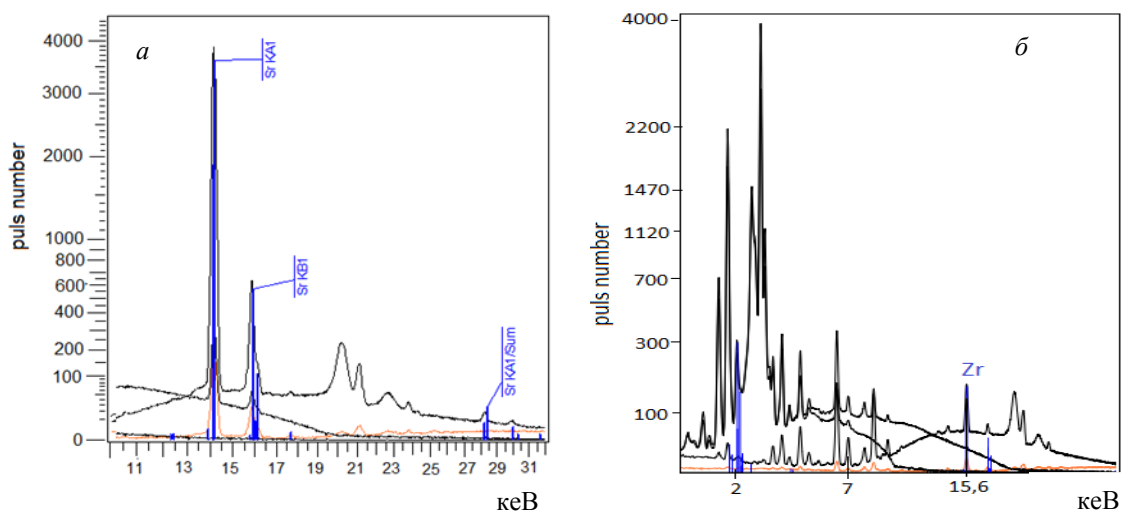


Рис. 2. Частина спектру рентгено-флуоресцентного аналізу поверхні цеоліту NaX (а); повний спектр цеоліту NaX (б) із адсорбованими на їхній поверхні важкими металами.

Показано, що усі розглянуті матеріали володіють унікальними властивостями, наприклад, іонообмінні смоли є зручними у використанні; адсорбенти на основі діоксиду титану є стійкими до дії агресивних середовищ і великих доз зовнішнього гамма-опромінення; магнетити і ферити можуть бути магнітно керованими, а силікат титану синтезують із відходів титанового виробництва, що дає змогу утилізувати ці відходи. Природні цеоліти, хоч і мають невисоку адсорбційну ємність, при модифікуванні їхньої поверхні набувають унікальних властивостей. Це ж саме можна сказати і про наноструктурований каолін.

При цьому усі розглянуті адсорбенти ефективно поглинають катіони важких металів із водних розчинів, що є надзвичайно актуальним для вирішення екологічних потреб сьогодення.

1. Yu. M. Kylivnik et al. The titanium silicate influence on the Zn(II) and Sr(II) migration in the aquatic environment. Nucl. Phys. At. Energy 21(3) (2020) 249.

# ВИВЧЕННЯ РІВНЯ ЗМІН ПЕРВИННИХ І КІНЦЕВИХ ПРОДУКТІВ ПЕРЕКИСНОГО ОКИСНЕННЯ ЛІПІДІВ ЧОТИРЬОХ ПОСТРАДІАЦІЙНИХ ГЕНЕРАЦІЙ ШТАМІВ *CLADOSPORIUM CLADOSPORIODES*

**Т. І. Тугай<sup>1,2</sup>, А. В. Тугай<sup>2,1</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

Будь-які впливи навколишнього середовища на організм викликають стандартну стрес-реакцію. В організмі активації стрес-систем та реалізації пошкоджуючих факторів, запобігає стрес-лімітуючі системи. Однією із можливих компонентів швидкої реакції на стрес є активація перекисного окиснення ліпідів (ПОЛ) [1, 2].

Процеси ПОЛ займають центральне місце в метаболізмі клітини, дають змогу судити про активність мембранозв'язаних ферментів. Активація процесів ПОЛ може сприяти порушенню проникності клітинних мембран, просторової орієнтації й каталітичної активності ферментних комплексів. Інтенсивність процесів перекисного окиснення ліпідів є відображенням ступеня ендогенної інтоксикації організму.

Метою роботи було дослідження віддалених наслідків дії хронічного опромінення на мікроміцети на моделі чотирьох пострадіаційних генерацій штамів *Cladosporium cladosporioides* за рівнем змін первинних і кінцевих продуктів перекисного окиснення ліпідів (ПОЛ).

Отримання опромінених та неопромінених генерацій від вихідних штамів досліджуваних виду *Cladosporium cladosporioides*, проводили проведені синхронно (тобто за у той самий час, з використанням тих саме середовищ тощо) за дії хронічного опромінення в контрольованих модельних умовах та за його відсутності.

За допомогою адаптованої модельної системи, були проведені довгострокові дослідження у контрольованих умовах, у результаті яких було отримано чотири генерації опромінених мікроміцетів.

Рівень змін первинних і кінцевих продуктів ПОЛ вивчали міцелії *C. cladosporioides* – *C. cladosporioides* 4061 та *C. cladosporioides* 4, контрольного та з радіоадаптивними властивостями. Кількість продуктів ПОЛ визначали за поглинанням ліпідним екстрактом монохроматичного світлового потоку в ультрафіолетовій області спектра. Кількість дієнових кон'югатів (ДК), трієнових кон'югатів (ТК) і основ Шифа (ОШ) екстрагуються в гептан-ізопропанових фракціях. Оскільки в гептані екстрагуються в основному нейтральні ліпіди, а в ізопропанолі – фосфоліпіди, тобто, гептанові фракція свідчить про активність ПОЛ в нейтральних ліпідах, а ізопропанольна – в фосфоліпідах.

Встановлено, що у пострадіаційних генерацій контрольного штаму, при культивуванні на оптимальному середовищі, збільшення вмісту ДК на 20 % спостерігали лише у другій генерації. А у першій та другій пострадіаційних генерацій штаму з радіоадаптивними властивостями фіксували суттєве збільшення ДК, що сягало 1,8 та 1,6 раза (рис. 1).

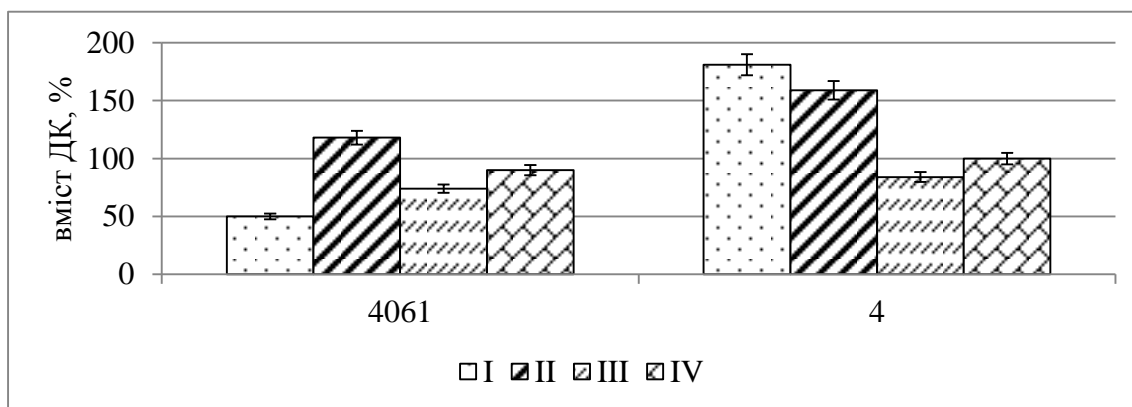


Рис. 1. Вміст дієнових кон'югатів у чотирьох генерацій *C. cladosporioides* за оптимальних умов росту.

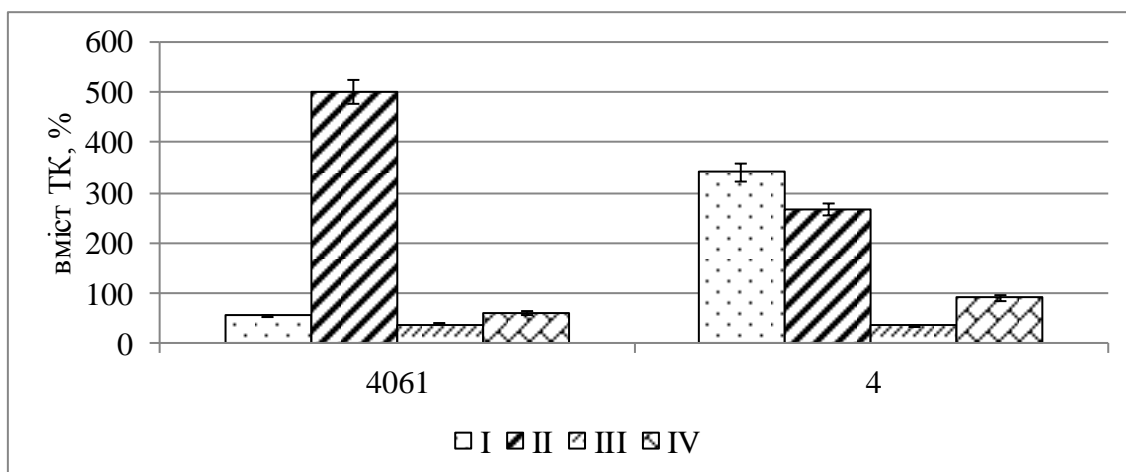


Рис. 2 Вміст трієнових кон'югатів у чотирьох генераціях *C. cladosporioides* 4061 у стаціонарній фазі росту за оптимальних умов росту.

Більш виражені зміни виявлено у рівні ТК у досліджуваних пострадіаційних генераціях обох батьківських штамів. Так збільшення ТК у 5 разів спостерігали у другій генерації контрольного штаму, та в 3,4 та 2,7 раза відповідно, у першій та другій генераціях штаму з радіоадаптивними властивостями (рис. 2).

1. Л.Н. Курганова. Перекисное окисление липидов – одна из возможных компонент быстрой реакции на стресс. Успехи современной биологии 6 (2008) 76.
2. В.А. Гайченко. Радіаційна адаптація як один із факторів мікроеволюційного процесу в популяціях тварин. Ядерна фізика та енергетика 14(1) (2013) 51.

# РАДІАЛЬНИЙ РОЗПОДІЛ $^{137}\text{Cs}$ ТА $^{90}\text{Sr}$ У СТОВБУРІ СОСНИ ЗВИЧАЙНОЇ

О.-Р. Черняєв<sup>1</sup>, Д. М. Голяка<sup>2</sup>, В. В. Ілленко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Національний університет біоресурсів і природокористування України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Український науково-дослідний інститут сільськогосподарської радіології НУБіП України, Чабани, Україна

Внаслідок аварії на ЧАЕС у 1986 р. зазнали значного радіоактивного забруднення регіони сучасних України, Білорусі та Російської Федерації, здебільшого представлені лісовим екосистемами. У межах цієї території здійснюється заготівля деревини для використання як на регіональному рівні, так і на внутрішньому та міжнародному ринку. Останні моніторингові дослідження (2016 - 2021 рр.), вказують на можливість перевищення норм вмісту біологічно мобільних радіонуклідів  $^{90}\text{Sr}$  і  $^{137}\text{Cs}$  у лісоматеріалах навіть на малозабруднених лісових ділянках (Labunska et al., 2021). Для більш точної оцінки забруднення деревини постає потреба у глибшому дослідженні розподілу щойно перелічених радіонуклідів у деревному стовбурі дерев панівних лісових видів.

Дослідження проведено у соснових насадженнях Чорнобильської зони відчуження. На експериментальній ділянці відібрано керни з 50 дерев сосни звичайної на висоті 1,3 м. Кожен керн поділено на 3 частини: внутрішню (біля серцевини стовбура), проміжну та периферійну (примикає до кори).

Після камеральної обробки зразків, проведено вимірювання активності  $^{137}\text{Cs}$  на низькофоновому гамма-спектрометрі з багатоканальним аналізатором ASPEC-927, а радіохімічне виділення  $^{90}\text{Sr}$  проводилось після озолення зразків деревини у муфельних печах при температурі до 450°C, з наступним вимірювання активності із використанням бета-спектрометра СЕБ-01-70 (рисунок, а).

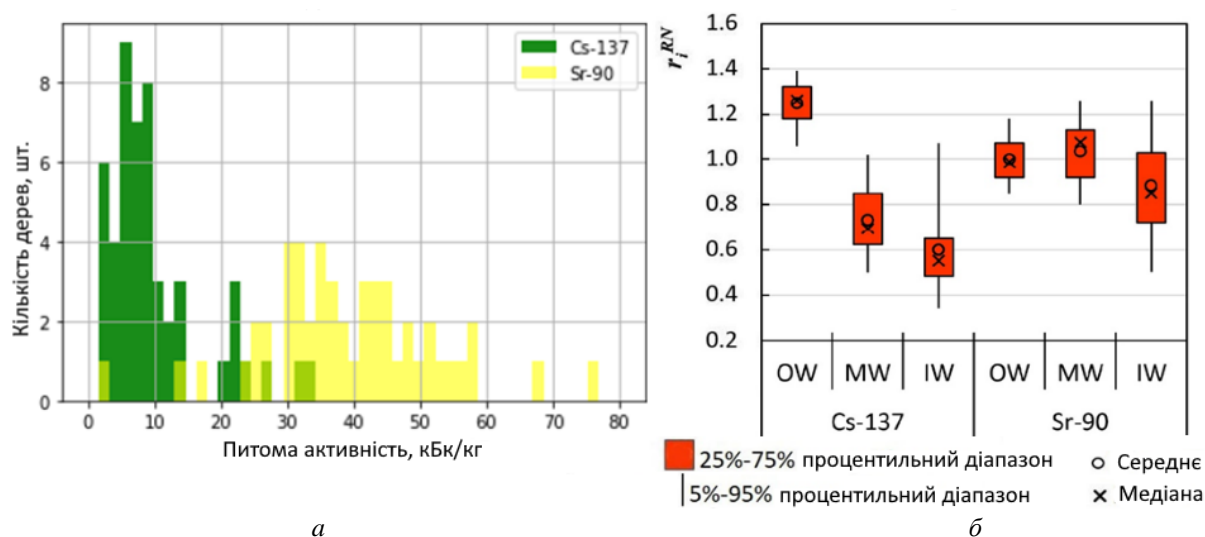


Рис. 1. Розподіл середніх питомих активностей у стовбурній деревині (а) та розмах нормалізованих значень питомої активності в шарах стовбурової деревини: OW – периферійний шар, MW – проміжний шар, IW – внутрішній шар (б).

Відзначається спад вмісту  $^{137}\text{Cs}$  при радіальному переміщенні до більш пізніх шарів деревини: найбільша питома активність у деревах сосни спостерігається біля периферії деревини стовбура, найменша біля серцевини. Вміст  $^{90}\text{Sr}$  у периферійних та проміжних шарах деревини виявився майже однаковим, однак ближче до серцевини зафіксовано спад цього радіонукліду (рисунок, б).

У ході кореляційного аналізу між вологістю деревини та питомою активністю  $^{90}\text{Sr}$  і  $^{137}\text{Cs}$  не було виявлено тісних зв'язків ( $r_s \geq 0,7$ ). Тим не менш, оскільки, вміст води в деревині зростає від центру до периферії (як і вміст  $^{137}\text{Cs}$  і, частково,  $^{90}\text{Sr}$ ), доречно висунути припущення, що від частки зволоження напряму залежить питома активність  $^{137}\text{Cs}$  і  $^{90}\text{Sr}$  у деревині сосни звичайної.

Підводячи підсумок, можна сказати, що можливе отримання деревних матеріалів з перевищенням нормативних рівнів вмісту  $^{137}\text{Cs}$  і  $^{90}\text{Sr}$ . Наразі, встановлення придатності до господарського використання зразків деревини в українській частині ЧЗВ проводиться на базі об'єднаної проби з трьох дерев на площу 1 га при суцільних рубках та 5 га при вибіркових рубках. За такого пробовідбору, безпереч-



но, не можливо гарантувати отримання лісоматеріалів, у яких вміст зазначених радіонуклідів не перевищував би значення діючих гігієнічних нормативів. Тому, на думку автора, варто збільшити вибірку при встановленні придатності зразків деревини, а також замислитись про інші більш актуальні методи відбору зразків.

1. N.V. Soukhova et al.  $^{137}\text{Cs}$  distribution among annual rings of different tree species contaminated after the Chernobyl accident. J. Environ. Radioact. 65(1) (2003) 19.
2. D. Holiaka et al. Distributions of  $^{137}\text{Cs}$  and  $^{90}\text{Sr}$  activity concentrations in trunk of Scots pine (*Pinus sylvestris* L.) in the Chernobyl zone. J. Environ. Radioact. 222(1) (2020) 106319.
3. Д.М. Голяка та ін. Розподіл вмісту  $^{137}\text{Cs}$  у деревині стовбура сосни звичайної (*Pinus sylvestris* L.) Житомирського Полісся після Чорнобильської аварії. Ядерна фізика та енергетика 18(1) (2017) 63.
4. I. Labunska. Current radiological situation in areas of Ukraine contaminated by the Chornobyl accident: Part 2. Strontium-90 transfer to culinary grains and forest woods from soils of Ivankiv district. Environ. Int. 146 (2021) 106282.

## ОЦІНКА РЕПРОДУКТИВНОГО ПОТЕНЦІАЛУ ОЧЕРЕТУ ЗВИЧАЙНОГО ЗА УМОВ ДОВГОТРИВАЛОГО ІОНІЗУЮЧОГО ОПРОМІНЕННЯ

Н. Л. Шевцова<sup>1</sup>, А. А. Явнюк<sup>2</sup>, Д. І. Гудков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Інститут гідробіології НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup> Національний авіаційний університет, Київ, Україна

Репродуктивний потенціал вищих водних рослин є найважливішим показником, що відображає здатність популяції до розмноження, виживання і розвитку, а також може вказувати на ступінь ураження фітоценозів в результаті дії негативних чинників середовища. Дослідження репродуктивного потенціалу рослин, які знаходяться на територіях, що зазнали радіаційного забруднення внаслідок аварій на об'єктах атомної промисловості в останні роки набувають певного значення. Це пов'язано з цікавістю до природних реабілітаційних процесів, які відбуваються на цих територіях. Більшість опублікованих на дану тему досліджень вказують на значні втрати репродукційного потенціалу хронічно-опромінених рослинних популяцій наземних видів-ефікаторів, таких як сосна звичайна, лугові трави та культурні злаки [1].

Метою нашої роботи було дослідження репродуктивного потенціалу очерету звичайного *Phragmites australis* (Cav.) Trin. ex. Steud. – найбільш масового виду серед тих, що формує літоральні зарості водойм Чорнобильської зони відчуження (ЧЗВ).

Оцінку репродуктивного потенціалу проводили за такими показниками: потенціальною продуктивністю – кількістю генеративних пагонів рослини на 1 м<sup>2</sup> морфометричними показниками генеративного органу очерету звичайного – волоті; фактичною продуктивністю волоті – кількістю зернівок у волоті; показниками життєздатності насінневого потомства. Кількість генеративних пагонів очерету звичайного на 1 м<sup>2</sup> в імпактних замкнених водоймах ЧЗВ істотно відрізняється. Якщо у озерах Вершина та Далеке заростям очерету притаманна значна розрідженість, то молоді куртини очерету на різних ділянках водойми-охолоджувача ЧАЕС були порівняними з куртинами проточних водойм і навіть у водоймі, що утворилася на колишній акваторії північно-західної частини – густішими. У проточних водоймах (р. Прип'ять та Київське водосховище біля с. Страхолисея) густина заростів очерету коливалася в межах 130-170 г.п./м<sup>2</sup>. Довжина та ширина волотей у 2020 р. (рис. 1) були меншими за середні показники за попередні періоди досліджень [2, 3].

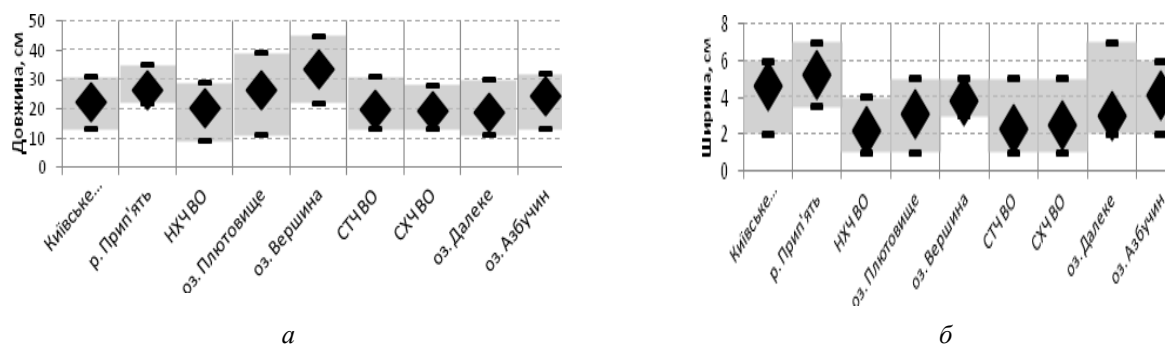


Рис. 1. Середня довжина (а) та ширина (б) волоті очерету звичайного у діапазоні максимальних та мінімальних значень.

Аналіз отриманих даних показав, що серед досліджених були водойми (оз. Вершина та Азбучин), де на суцвіттях не було сформовано жодної зернівки, волоті були пустоцвіті, а у волотях з інших водойм знаходили велику кількість пласких, висушених та пошкоджених зернівок, що як виявили дослідження було викликано масовим розвитком комах-шкідників – трипсів пшеничних *Haplothrips tritici* Kurd. (рис. 2). Згадок про це явище для очерету звичайного на території України в доступній літературі нами не знайдено. У попередні роки нами було зареєстроване масове ураження очерету звичайного іншими шкідниками та паразитами злакових, такими як галостворюючі кліщі родини Tarsonemidae, галостворюючі мухи родини Chloropidae роду Lipara та паразитарним грибом Claviceps purpurea – ріжки [2]. Загалом фактична продуктивність очерету звичайного у 2020 р. була надзвичайно малою, і порівняно з попередніми роками [3] меншою на два порядки.



Рис. 2. Сухі комахи-шкідники *Niplothrips tritici* Kurd. з волоті очерету звичайного з оз. Азбучин.

У ЧЗВ, яка географічно належить до Полісся, насіння очерету набуває фізіологічної зрілості та здатності до проростання пізньої осені – наприкінці жовтня – початку листопада. Зазвичай, насіннева продуктивність очерету дуже висока – до 50000 насінин на волоть. Але продуктивність насіння очерету з забруднених водойм ЧЗВ є значно меншою і коливається в межах 2000 - 10000 [3]. Насіннева продуктивність очерету звичайного у 2020 р. була дуже низькою та деякі популяції з водойм ЧЗВ потерпали від комах паразитів, що викликали пустоцвіття та спотворювали зернівки. Тому проведення аналізу життєздатності насінневого потомства, що було закладено в таких умовах мало доповнити розуміння змін у репродукційному потенціалі одного з найпоширеніших видів гелофітів ЧЗВ, що є космополітичним видом, пластичним та дуже легко адаптується до різноманітних умов існування та різних антропогенних чинників. Визначали такі показники життєздатності насінневого потомства очерету звичайного: схожість виживаність паростків та життєздатність насіння (рис. 3).

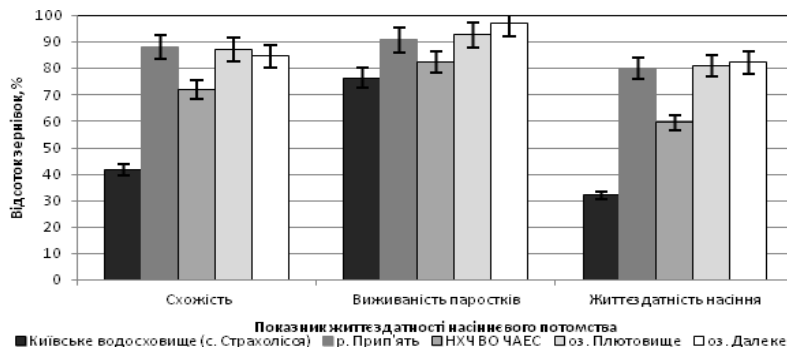


Рис. 3. Життєздатність насінневого потомства очерету звичайного з водойм Чорнобильської зони відчуження.

За винятком насіння з Київського водосховища, де схожість і життєздатність насіння дуже низькі – 40 та 30 % відповідно, у всіх інших водоймах показники були високими – на рівні 60 - 90 %. Дослідження аномалій розвитку паростків насіння рослин виявило, що некрози коренів становили незначну частку серед всіх аномалій, та не перевищували 2,5 % від кількості пророслих зернівок. У життєздатних паростків насінневого потомства очерету з досліджуваних водойм було зареєстровано високий відсоток (15 - 30 %) морфологічних аномалій листка і кореня. Найменша кількість аномалій (до 15 %) була у вибірок з оз. Далеке та Плютовище, а найвища (до 30 %) – у вибірок з р. Прип'ять та південно-східної частини ВО ЧАЕС. Подібний розподіл кількості аномалій у насінневого потомства підтверджує раніше висунуте припущення [3, 4], що тривалий період вимушеного спокою – гіпобіозу, сприяє репарації можливих генетичних порушень, накопичених насінневим потомством під час вегетаційного сезону в умовах хронічного радіаційного опромінення батьківських рослин. Тривалий період спокою насіння з вибірок з природним радіаційним фоном, навпаки, може викликати збої у біохімічних процесах та генетичні ушкодження, що проявляються на стадії проростання. Ця гіпотеза потребує подальших цитогенетичних та біохімічних досліджень.

Роботу виконано за підтримки гранту НФДУ № 2020.02/0264.

1. J. Smith, N. Beresford. *Chernobyl - Catastrophe and Consequences* (Springer Praxis Books, 2005) 305 p.
2. D.I. Gudkov et al. Lesion in common reed by gall-producing arthropods in water bodies of the Chernobyl NPP Exclusion Zone. *Hydrobiol. J.* 42 (2006) 82.
3. N.L. Shevtsova et al. Effect of rest period on germination of the common reed seeds from the water bodies of the Chernobyl Exclusion Zone. *Hydrobiol. J.* 50 (2014) 78.
4. A.A. Iavniuk, et al. Disorders of the initial ontogenesis of seed progeny of the common reed (*Phragmites australis*) from water bodies within the Chernobyl Exclusion Zone. *J. Environ. Radioact.* 218 (2020) 106256.

## ПЕРСПЕКТИВИ РОЗВИТКУ ТЕХНОЛОГІЙ В'ЯЛЕННЯ ХАРЧОВИХ ПРОДУКТІВ

Є. В. Бондаренко, Т. В. Ковалінська, В. І. Сахно

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Підвищення термінів зберігання завжди є актуальним при виготовленні будь-яких харчових продуктів. Проте найбільш економічно-ефективним залишається використання надмірної кількості харчових добавок, консерванти серед яких є надієвішими, найдешевшими та найнебезпечнішими для здоров'я через доведений ризик розвитку онкологічних захворювань від їхнього споживання.

В'ялені харчові продукти користуються значним попитом у населення всього світу. Це традиційний спосіб приготування і консервування, при якому сповільнюється розвиток патогенних мікроорганізмів, і в'ялений продукт може зберігатись протягом 12 міс. Традиційно це забезпечується процесом зневоднення сировини протягом 14 - 30 і більше діб, яка змінює свою первинну структуру і органолептичні показники якості.

Особливу увагу привертають біологічні ефекти електрофізики. Серед них найвагомішими є антимікробний і антиферментний ефекти іонів низьких та наднизьких енергій – аероіонів. Дія електричних полів забезпечує виражене інгібування мікроорганізмів у сировині, напівфабрикатах, продукті, воді, повітрі, на технологічному обладнанні, а також сприяє зниженню ферментативної активності в м'язовій тканині.

Порівняємо процеси традиційної та аероіонної технології в'ялення харчових продуктів. При в'яленні в сировині протікають складні біохімічні процеси, які пов'язані з активізацією ферментів під впливом сонячного світла. При цьому знижується вологість, і утворюються складні білково-ліпідні комплекси, які й надають в'яленому продукту пружно-еластичної структури і консистенції та формують характерні смако-ароматичні якості.

На традиційному виробництві в'яленої продукції використовуються сушарки, за рахунок яких неможливо отримати справжній в'ялений продукт через те, що технологічні процеси здійснюються в темряві, а має бути доступ сонячного світла. Це й відрізняє в'ялення від сушки, де базовий процес – це зневоднення. Традиційне в'ялення здійснюється за умови постійного підведення невеликої кількості тепла, що витрачається на випаровування вологи з поверхневого шару продукту. Підвищення температури провокує денатурацію білків, внаслідок чого відбуваються незворотні негативні зміни продукту.

Аероіонна технологія ґрунтується на електрофізичних генераторах аероіонів, яка дає змогу зменшити у 3 рази термін приготування. Технологічний процес не вимагає спеціальних умов чи обмежень і здійснюється при звичайній кімнатній температурі та нерегульованій вологості.

Головною ідеєю аероіонної обробки є використання радіаційних методів прямої передачі енергії безпосередньо на зовнішні оболонкові (ковалентні) структури атомів сировини для стимулювання природних біохімічних реакцій пришвидшеного дозрівання сировини та тепломасових процесів для їх модифікації в харчовий продукт, за смако-ароматичними якостями наближений до в'яленого природним способом із доступом променів сонця.

В основі аеропонної технології в'ялення харчових продуктів – цілеспрямований вплив на харчові продукти негативно заряджених (електрони, іони) і активних частинок (збуджені атоми й молекули, що утворюються в результаті штучної іонізації повітря). Метод обробки полягає в бомбардуванні поверхні харчових продуктів зарядженими частинками, що утворюються в результаті іонізації повітря радіоактивними ізотопами, електричним полем або електричними розрядами. При електричних розрядах, одночасно з аероіонами утворюється озон, який є сильним окислювачем і має виражену бактерицидну дію. Таким шляхом досягаються обидві основні умови тривалого зберігання продукції – пригнічення життєдіяльності мікрофлори та гальмування метаболізму, чому сприяють нейтральні компоненти іонізованого повітря (двоокис азоту).

Взаємодія аероіонів із матерією знаходиться далеко від межі ядерних чи радіаційних процесів, але цілком достатня для керування хімічними реакціями та тепломасовими процесами модифікації органічної сировини. Завдяки прямій передачі енергії тут виключаються проміжні реакції нагрівання і радикалізації та втрати енергії на їх здійснення. Вони збуджують на поверхні органічної сировини хімічні реакції, які за сприяння супутніх електростатичних сил поширюються в товщу опромінюваного матеріалу і стимулюють процеси цілеспрямованої модифікації сировини при мінімальних втратах енергії.

Установлено, що вуглекислий газ, який утворюється в невеликих кількостях у результаті біохімічних процесів під впливом аероіонів, перешкоджає розвитку цвілі. При аероіонних технологіях уповільнюється активність мікроорганізмів за рахунок прямої передачі їм енергії іонів і відбувається відчутне знезараження поверхні продукту супутнім озonom. Ретельним підбором режиму іонізаторів можна в технологічному процесі встановлювати оптимальні показники бактерицидної дії аероіонів на патогенну мікрофлору повітря і поверхні продуктів, а також стимулювати процеси в'ялення (дозрівання) та забезпечувати стабілізацію якості продукції при зберіганні. Характерно, що аероіонні технології забезпечують усі вказані процеси при мінімальних витратах енергії, часто менше 1 - 2 Вт·кг продукції, і відсутності будь-якого небажаного впливу на екологію.

Технічно на виробництві традиційне обладнання може бути модернізоване в аероіонне шляхом заміни джерела тепла на генератор іонів необхідної енергії. Аероіонна техніка більш проста і не вимагає складних заходів обслуговування. Вона не має шкідливих виділень, та відсутні акустичні шуми/вібрації. Споживання електроенергії технікою мінімальне. Обслуговування може здійснюватися персоналом без спеціальної підготовки. Аероіонна технологія є цілком безпечною для здоров'я людини на всіх етапах виробництва, покращує гігієну виробництва і не впливає на навколишнє середовище.

В аероіонних технологіях в'ялення заряджені частинки передають енергію від джерела до продукту практично без втрат, чим забезпечується висока екологічність і ефективність виробництва. Причому, через заряджені частинки енергія може надходити безпосередньо всередину сировини. Практично миттєво (за час  $10^{-15}$  -  $10^{-5}$  с) вона переходить в енергію природної біохімічної модифікації сировини (дозрівання). Це забезпечує недосяжні для традиційних технологій економічні переваги, наприклад, споживча потужність електрофізичної аероіонної установки становить всього 0,06 кВт/год проти 2 кВт/год аналогічного традиційного обладнання (таблиця).

**Порівняльна характеристика аероіонної установки  
та промислового зразка обладнання для отримання в'ялених харчових продуктів  
за традиційною технологією ТОВ «Іжица» (Росія)**

Технічні характеристики	«Іжица-СВ», Росія	Аероіонна установка ІЯД, Україна
Разове завантаження сировини, кг	До 50	40 - 50
Габаритні розміри, мм	800 × 800 × 1700	630×1330×1760
Споживча потужність, кВт/час	До 2	0,06
Електричне живлення, В	220	220
Вага обладнання, кг	60	30
Вартість установки, дол. США	2400	1800

Отже, порівняльний аналіз процесів та обладнання для традиційного та аероіонного способу в'ялення показує, що аероіонна обробка є перспективним напрямком розвитку асортименту в'ялених харчових продуктів.

## ЦИТОГЕНЕТИЧНИЙ МОНІТОРИНГ МИШОПОДІБНИХ ГРИЗУНІВ НА РАДОНУКЛІДНО ЗАБРУДНЕНИХ ТЕРИТОРІЯХ

**О. О. Бурдо, Н. М. Рябченко, А. І. Липська, В. І. Ніколаєв, В. А. Шитюк**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

На сьогодні Чорнобильська зона відчуження (ЧЗВ) – міжнародний дослідницький полігон для радіобіологічних досліджень у природних умовах задля отримання емпіричних даних щодо віддалених наслідків тривалого радіонуклідного забруднення екосистем. Необхідність проведення натурних експериментів зумовлена тим, що у природному середовищі вплив радіаційного фактора поєднується з рядом інших екзогенних чинників нерадіаційного походження, що може суттєво модифікувати радіаційно-індуковані ефекти.

При виконанні роботи у 2008 - 2016 рр. проведено радіоекологічне дослідження шести дослідних полігонів Чорнобильської зони відчуження, що знаходились на різній відстані від аварійного блоку Чорнобильської атомної електростанції (3 - 25 км). Встановлено, що щільність забруднення ґрунту радіонуклідами та потужність експозиційної дози на полігонах змінювалась у широких межах: від надфонових і близьких до даного рівня (полігони Казковий, Дитятки 20 - 25 мкР/год) до відносно середніх (ПДґ 150 ÷ 550 мкР/год на полігонах Смарагдове, Чорнобиль-2) та високих (ПДґ 550 ÷ 2050 мкР/год на полігоні Янів). На полігонах, розташованих в ближній зоні ЧАЕС (Янів, Чистогалівка), спостерігали виражену «плямистість» радіонуклідного забруднення, тоді як на інших був більш рівномірний розподіл дозових полів.

Спектретричні дослідження тварин показали, що основними дозоутворюючими радіонуклідами у віддалений післяаварійний період є радіонукліди  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{90}\text{Sr}$ . Це, ймовірно, обумовлено низькими значеннями коефіцієнтів переходу інших радіонуклідів у трофічному ланцюзі «ґрунт - рослина - тварина», а також слабким всмоктуванням їх в шлунково-кишковому тракті тварин. Протягом 2008 - 2016 рр. зареєстровано динамічні коливання у рівнях накопичення інкорпорованих радіонуклідів у нориці рудої, зумовлені зміною їхньої біологічної доступності за впливу природно-кліматичних чинників, суцесійними процесами та міграцією тварин. Найвищий вміст інкорпорованих радіонуклідів  $^{90}\text{Sr}$  та  $^{137}\text{Cs}$  у тушках тварин у всі роки спостережень був на полігоні Янів із високим рівнем радіонуклідного забруднення ( $^{137}\text{Cs}$  3,7 - 20,0 МБк/м<sup>2</sup>;  $^{90}\text{Sr}$  0,7 - 2,1 МБк/м<sup>2</sup>), середньогрупові значення питомої активності  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{90}\text{Sr}$  у цих тварин порівняно з іншими були вищими у 4 - 94 та 1,3 - 52 рази.

У віддалений період після аварії встановлено значний внесок внутрішнього опромінення у загальну поглинену дозу, який у деяких тварин сягав 89 %. Виявлено, що вплив аномальних абіотичних чинників довкілля (тривалі повені) призводить до суттєвих змін вмісту інкорпорованих радіонуклідів  $^{137}\text{Cs}$  і  $^{90}\text{Sr}$  та їхнього внеску у загальну радіоактивність тварин. Так, у тварин, відловлених у 2015 і 2016 рр. на полігоні Янів, після відновлення флористичних комплексів після тривалого підтоплення території відзначали збільшення вмісту  $^{90}\text{Sr}$  порівняно з  $^{137}\text{Cs}$ , що призводить до зростання його внеску у загальну поглинену дозу (до 70 %).

Дослідження цитогенетичних показників у тварин, що у ряді поколінь мешкали на полігонах з різним рівнем радіаційного фону, показали підвищення у 1,7 - 5,3 раза рівня поліхроматофільних еритроцитів із мікроядрами (ПХЕ з МЯ) порівняно з контрольною групою. У тварин на полігонах із ПДґ 150 ÷ 550 мкР/год рівні ПХЕ з МЯ вірогідно перевищували контрольні показники: на полігоні Смарагдове – в 4,31 раза та Чистогалівка – 3,5 раза.

У тварин із полігонів Казковий та Дитятки, де були найнижчі величини питомої активності  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{90}\text{Sr}$  як у ґрунті, так і тілі тварин, частота ПХЕ з МЯ вірогідно не відрізнялась від контрольних значень та становила  $1,7 \pm 1,4$  та  $5,2 \pm 1,7$  ‰ відповідно.

Зареєстровано високу міжіндивідуальну варіабельність цитогенетичних аномалій у тварин із територій з відносно «середніми» рівнями забруднення (полігони Чистогалівка та Смарагдове) у віддалений період після аварії на ЧАЕС. Коефіцієнт варіації цього показника в групах досягав 35 %.

Цитогенетичні дослідження упродовж 2008–2013 рр. на полігоні Янів (550 ÷ 2050 мкР/год) виявили тенденцію до зниження частоти мікроядерних клітин кісткового мозку (з 13,1 до 6,45 ‰) на фоні відносно підвищених значень коефіцієнта міжіндивідуальної варіації цього показника (18 %), що може свідчити про формування у ряді поколінь опромінених тварин ознак радіоадаптації на хромосомному рівні соматичних клітин.

Показано, що сумісний вплив хронічного опромінення та абіотичних стресорів довкілля (тривале затоплення біотопу) може призводити до істотної модифікації радіаційно-індукованих ефектів у системі кровотворення нориці рудої із природних популяцій ЧЗВ. Вона проявлялась у істотній анемії (зниження кількості еритроцитів у 4,8 раза та їхньої морфології), зменшенні кількості міелокаріоцитів (у 1,6 раза) порівняно з контролем, підвищенні частоти ПХЕ з МЯ порівняно з даними попередніх років (у 2,4 раза) та контролю (5,3 раза). Підвищення рівнів цитогенетичних аномалій може вказувати на маніфестацію ознак прихованої нестабільності геному в ряді поколінь хронічно опромінених тварин ЧЗВ за дії додаткових стресорів довкілля.

Таким чином, сукупність одержаних результатів свідчить, що у віддалений післяаварійний період у представників популяції нориці рудої з різних територій ЧЗВ відсутні ознаки стійкої фізіологічної та генетичної адаптації системи крові, що, ймовірно, зумовлено як трансгенераційними ефектами хронічної низькоінтенсивної радіації, так і сумісним впливом радіації та інших стресових чинників довкілля, що можуть істотно змінювати екологічні характеристики та модифікувати радіаційно-індуковані біологічні ефекти у природних популяціях дрібних ссавців.

## ОСОБЛИВОСТІ КРОВОТВОРНОЇ СИСТЕМИ ІНДИКАТОРНИХ ВИДІВ МИШОПОДІБНИХ ГРИЗУНІВ

**О. Б. Ганжа, Н. К. Родіонова, Н. М. Рябченко, А. І. Липська**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Радіобіологічні та радіоекологічні дослідження природних популяцій рекомендовано здійснювати із застосуванням методу еталонних (референтних) організмів, які відповідають таким критеріям: є типовими чисельними представниками фауни і флори певної екосистеми; відрізняються відносно високою радіочутливістю; мають високу ймовірність опромінення внаслідок контакту із джерелами радіації; є добре вивченими у загальнобіологічному плані. Зазвичай до референтних відносять об'єкти з базовими біологічними характеристиками, що відповідають характеристиці на таксономічному рівні Родина. До них належать представники дрібних наземних ссавців – мишоподібні гризуни ряду Rodentia, яких використовують у радіоекологічних та мікроеволюційних дослідженнях як модельні індикаторні види біоценозів внаслідок тісного контакту з радіонуклідами ґрунту, характеру трофічних зв'язків, короткого терміну життя, високого репродуктивного потенціалу.

Проведення досліджень у природних умовах потребує формування відповідних вікових та видових груп контролю. Відомі на сьогодні дані літератури про нормативні показники стану систем організму, зокрема і системи крові, у диких дрібних гризунів малочисельні та різнопланові. Тому наукова робота в цьому напрямку, що була здійснена у відділі радіобіології та радіоекології Інституту ядерних досліджень НАН України, є необхідною і актуальною.

Об'єктом дослідження були мишоподібні гризуни (Rodentia Muroidea), представники роду *Myodes* та *Apodemus*: нориця руда (*Myodes glareolus* (Schreber, 1780)), мишак жовтогорлий (*Apodemus flavicollis* (Melchior, 1834)) і миша польова (*Apodemus agrarius* (Pallas, 1771)) з референтного дослідного полігону з природним (фоновим) радіаційним рівнем, розташованого на території проектного національного парку Чернечий ліс (Київська область, Україна), що характеризується мішаними лісами.

Проаналізовано гематологічний профіль нориці рудої (*Myodes glareolus*), мишака жовтогорлого (*Apodemus flavicollis*) та миші польової (*Apodemus agrarius*), визначено кількісні та якісні показники периферичної крові і кісткового мозку, здійснено видову характеристику каріотипів та оцінку спонтанних рівнів цитогенетичних аномалій у клітинах кісткового мозку.

Підрахунок кількості клітин периферичної крові, кісткового мозку, селезінки проводили в камері Горяєва. Лейкограми та мієлограми аналізували при світловій імерсійній мікроскопії в мазках, пофарбованих за Паппенгеймом, підраховуючи 200 і 500 клітин у препараті, відповідно.

Рівень генотоксичних ушкоджень клітин кісткового мозку тварин оцінювали за частотою поліхроматофільних еритроцитів із мікроядрами методом протокової цитометрії на протоковому цитофлуориметрі EPICS XL (Beckman Coulter, США, ЦККП НАН України Інституту біохімії НАН України). Частоту поліхроматофільних еритроцитів із мікроядрами визначали у перерахунку на 1000 поліхроматофільних еритроцитів.

Препарати метафазних хромосом готували відповідно до рекомендацій з деякими модифікаціями. Для кожної дослідної точки аналізували не менше 100 метафаз.

Статистичну обробку даних виконували за допомогою непараметричних критеріїв та програмного пакету Statistica 7.0 (StatSoft Inc., США). Для порівняння двох незалежних вибірок використовували тест Манна-Вітні (U-тест), більше двох вибірок – тест Крускала-Уоліса (H-test). Для оцінки відмінностей у значеннях дисперсій вибірок застосовували точний критерій Фішера. Статистично значущі відмінності визначали за величиною  $p < 0,05$ .

Умови проведення експерименту відповідали вимогам Закону України «Про захист тварин від жорсткого поводження».

При дослідженні морфологічних показників обстежених видів тварин встановлена достовірна різниця у масі тіла. Найбільша маса була у особин мишака жовтогорлого, найменша – у миші польової (відрізнялась від маси тіла мишака жовтогорлого майже на 25 %), а у нориці рудої визначено проміжні дані. Інформативне значення цього показника полягає у тому, що він не тільки характеризує загальний стан організму тварини, а і є необхідним для розрахунку індексів маси різних органів для коректного співставлення показників: у системі крові це як кістковий мозок, кількість клітин якого визначається з розрахунку на стегнову кістку, що має різну масу залежно від розміру дослідних тварин, так і тимус, селезінка та печінка. Визначено індекси маси кровотворних органів: селезінки, тимуса, печінки, а також розраховано кількість клітин кісткового мозку на одиницю маси тварини для представників *Myodes glareolus*, *Apodemus flavicollis* та *Apodemus agrarius*.



Лейкоцитарна формула у обстежених тварин була типовою для цих видів мишоподібних гризунів. Серед окремих лейкоцитарних фракцій у особин мишака жовтогорлого та нориці рудої переважали лімфоцити (до 70 %), частка нейтрофілів становила до 25 % з перевагою сегментоядерних форм у мишака жовтогорлого. Особливістю лейкоцитарної фракції у нориці рудої була наявність більшої кількості паличкоядерних нейтрофілів та еозинофільних гранулоцитів, що, вірогідно, вказує на більшу задіяність кісткового мозку у процесах кровотворення тварин цього виду. У миші польової в лейкограмі відзначено найбільший вміст лімфоцитів (до 85 %) при відповідно низьких показниках вмісту клітин гранулоцитарного ряду.

За показниками червоної крові вміст еритроцитів був найвищим у особин мишака жовтогорлого ( $8,91 \times 10^{12}/л$ ), найменшим – у миші польової, тоді як у нориці рудої визначено проміжні дані.

Для тварин усіх досліджених видів була характерною багатоклітинність кісткового мозку, наявність клітин усіх рядів кровотворення на різних стадіях диференціювання з переважанням клітин лейкоцитарних рядів. Відмінністю складу кісткового мозку у мишака жовтогорлого був високий вміст зрілих гранулоцитів, що перевищував даний показник у нориці рудої в 2 - 4 рази.

Для коректного визначення фізіологічної норми основних показників кровотворення було оцінено кількісні та якісні гематологічні параметри в групах обстежених тварин залежно від їхнього віку. Відповідно до функціонально-онтогенетичного підходу дослідні тварини були розподілені на групи: статевозрілі цьогорічки, які брали участь у розмноженні, та статевонезрілі цьогорічки.

Аналіз особливостей стану кровотворної системи залежно від віку у мишоподібних гризунів видів *Apodemus flavicollis*, *Myodes glareolus* та *Apodemus agrarius* показав однотипність закономірностей функціонування системи крові, що полягають у вікових змінах кровотворних органів, зокрема зменшенні маси тимуса, збільшенні маси селезінки, тенденції до зниження кількості клітин у кістковому мозку з віком.

Цитогенетичне обстеження представників індикаторних видів мишоподібних гризунів з референтної ділянки встановило, що обстежені тварини за числом хромосом та характерними видовими особливостями їхньої морфології мають стабільні каріотиби. Визначені спонтанні рівні цитогенетичних аномалій у клітинах кісткового мозку не перевищують середньопопуляційні величини, притаманні іншим видам мишоподібних. У спектрі аберацій хромосом переважали аберації хроматидного типу, що є найхарактернішим типом хромосомних перебудов у соматичному мутагенезі.

Виявлені нами значення частоти поліхроматофільних еритроцитів із мікроядрами вірогідно не відрізнялись від середньопопуляційних величин та не перевищували граничних значень, представлених в інших дослідженнях, тобто їх можна розглядати як фонові/спонтанні величини цього показника для регіону та використовувати в якості контрольних у дослідженнях тварин із радіаційно забруднених територій Полісся.

Таким чином, одержані дані є контролем при аналізі видових особливостей кровотворної системи у індикаторних видів мишоподібних гризунів з територій Чорнобильської зони відчуження з різним рівнем радіонуклідного забруднення, серед яких *Myodes glareolus*, *Apodemus flavicollis* та *Apodemus agrarius* є домінуючими. На сьогодні Чорнобильська зона відчуження є унікальним дослідним майданчиком із вивчення хронічної дії радіації низької потужності на ссавців у природних популяціях.

## ВІЛЬНОРАДИКАЛЬНІ ПРОЦЕСИ У КРОВІ ТА ПЕЧІНЦІ МИШОПОДІБНИХ ГРИЗУНІВ ЗА РАЗОВОГО ІОНІЗУЮЧОГО ОПРОМІНЕННЯ

Ю. П. Гриневич, Л. І. Маковецька, А. І. Липська, О. О. Бурдо

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Важливу роль у забезпеченні процесів функціонування живого організму відіграють вільнорадикальні процеси та система антиоксидантного захисту, до ензиматичної ланки якої входять супероксиддисмутаза (SOD, EC 1.15.1.1), каталаза (CAT, EC 1.11.1.6), глутатіоновий комплекс, що включає відновлений глутатіон (GSH), глутатіон-пероксидазу (GPx, EC 1.11.1.9) та глутатіон-редуктазу, які захищають клітини від негативного впливу вільних радикалів та забезпечують постійність редокс-статусу внутрішньоклітинного середовища. Іонізуюче випромінювання є одним із потужних ушкоджуючих факторів, що призводить до розбалансування системи окисно-відновного гомеостазу, коли інтенсивне генерування активних форм кисню (АФК) перевищує потенційні можливості антиоксидантної системи, внаслідок чого відбувається активація вільнорадикального окиснення і розвиток оксидативного стресу, що розглядається як один із механізмів формування та розвитку різноманітних патологій, зокрема і онкологічних захворювань.

Суттєве значення у з'ясуванні механізмів розвитку патологічних змін, що виникають в організмі за дії радіації, належать дослідженням функціонально-метаболического профілю клітин крові, оскільки зміни показників крові відображають процеси, які відбуваються не тільки в кровотворній системі, але й у інших органах і тканинах організму та є чутливими до дії різноманітних екзогенних та ендогенних чинників. Водночас, центральним органом метаболізму, що бере участь в процесах біосинтезу та розпаду багатьох молекул, біотрансформації метаболітів, детоксикації багатьох ендогенних токсинів, радіотоксинів, інактивації надлишку вільних радикалів і екзогенних речовин, є печінка. Важлива її роль в адаптаційних процесах, що запобігають негативним наслідкам стресу, зокрема оксидативного, пов'язаного з утворенням АФК та вільних радикалів різної природи. Їхня кількість (активність) контролюється потужною антиоксидантною системою печінки, що включає низько- та високомолекулярні сполуки. Важлива роль у цій системі належить відновленому глутатіону та глутатіон-залежним антиоксидантним ферментам печінки, що можуть безпосередньо взаємодіяти з АФК.

Процесам вільнорадикального (перекисного) окиснення за дії на організм ссавців радіації приділялась і приділяється значна увага. Проте і до нині відсутні вичерпні знання про молекулярні механізми їхнього розвитку, фізико-хімічної, біохімічної регуляції як в нормі, так і за дії різноманітних ксенобіотиків та іонізуючого випромінювання, і взаємозв'язки цих процесів у ссавців, зокрема і природних популяцій тварин. Окрім того, більшість експериментальних досліджень із використанням гризунів проводяться у лабораторних умовах на лінійних тваринах і за однакового харчового раціону, що не відображає реального стану довкілля і кардинально відрізняється від природних умов існування тварин. Тому дослідження змін фізико-хімічних та біохімічних параметрів окисно-відновного балансу (гомеостазу) крові та печінки індикаторних видів мишоподібних гризунів за дії малих доз радіації, як негативного чинника довкілля, є актуальним завданням радіобіології.

*Мета роботи:* дослідити вплив разового тотального опромінення на біохімічні та фізико-хімічні процеси у крові та печінці мишоподібних гризунів із природних популяцій.

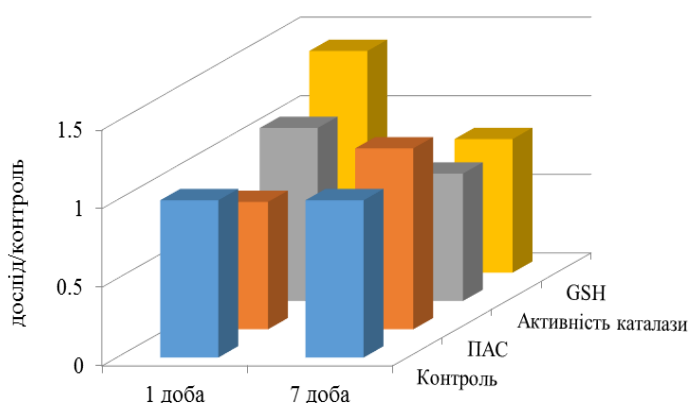
Відлови тварин здійснювали на території (проектований національний парк Чернечий ліс, Київська обл.) з фоновим рівнем радіаційного забруднення, 10 - 12 мкР/год. Об'єктом досліджень були мишоподібні гризуни (*Rodentia Muroidea*) – представники родів *Myodes* та *Apodemus*: нориця руда (*Myodes glareolus*, Schreber, 1780) та мишак жовтогорлий (*Apodemus flavicollis*, Melchior, 1834).

Разове тотальне рентгенівське опромінення мишоподібних гризунів здійснювали на рентгенівській установці РУМ-17 за таких умов: напруга на трубці – 180 кВ, струм – 10 мА, фільтр – 0,5 мм Cu + 1 мм Al, шкірно-фокусна відстань – 50 см, потужність дози опромінення – 0,55 Гр/хв. Доза опромінення – 1,5 Гр.

Окисно-відновні процеси визначали у крові за прооксидантно-антиоксидантним співвідношенням (ПАС) методом індукованої хемілюмінесценції [1] і активністю каталази [2] та у печінці за вмістом GSH [3]. Результати виражали у співвідношенні дослід/контроль.

Не виявлено суттєвих видових відмінностей у системі окисного гомеостазу у обох видів мишоподібних гризунів після опромінення. Хемілюмінограми їхніх гемолізатів є типовими, що не мають індукційного періоду, характеризуються одним максимумом із наступним спадом впродовж 5 хв до мінімальних значень хемілюмінесцентної реакції. Проте відрізняються між собою кінетичними пара-

метрами ХЛ-реакції, основним із яких є світлосума світіння ( $\Sigma\text{зоо}$ ), що характеризує ПАС – інтегральний показник, який відображає загальний рівень інтенсивності вільнорадикальних процесів окиснення у тканинах організму та ефективність їхньої регуляції ферментативними і неферментативними антиоксидантними системами, що до певної міри характеризує систему антиоксидантного захисту в цілому. Однак значних відмінностей досліджуваних показників не зареєстровано, що дає змогу при подальшому аналізі об'єднати їх в одну групу. Дещо вищі значення ПАС і вмісту GSH та нижчі – активності каталази у нориці рудої, порівняно з мишаком жовтогорлим, можуть бути зумовлені особливостями їхнього живлення: нориця є поліфагом, на відміну від мишака, який є стенофагом. Встановлено, що разове опромінення в малих дозах призводить до порушень у системі окисно-відновного гомеостазу гризунів, досліджувані показники якого достовірно відрізнялись від контрольних рівнів у всі терміни спостережень. Так, на 1-у добу після опромінення реєструється зменшення на 19,8 % ( $p \leq 0,05$ ) ПАС у крові, що супроводжується збільшенням активності каталази у крові на 10 % та вмісту GSH у печінці на 41 %, порівняно з даними у контрольних тварин (рисунок).



Показники окисно-відновних процесів у крові та печінці мишоподібних гризунів за разового тотального рентгенівського опромінення (1,5 Гр).

У подальшому (7-ма доба досліджень) з наростанням відновно-адаптаційних процесів у опроміненіх тварин збільшуються показники ПАС на тлі зниження активності каталази та вмісту GSH, що вказує на індукцію ланцюгової реакції вільнорадикальних процесів та порушення прооксидантно-антиоксидантної рівноваги. Зниження активності каталази (на 19 %) на 7-му добу може бути наслідком підвищеної концентрації перекису водню та/або вільнорадикального окиснення білкової компоненти цього ферменту. Зміни вмісту GSH у печінці вказують на його швидку мобілізацію (1-ша доба) у відповідь на підвищений вміст пероксидів із подальшим його зниженням (7-ма доба) внаслідок нейтралізації вільних радикалів, що супроводжується переходом GSH в окислену форму (GSSG). Такі зміни є наслідком активізації системи адаптивних пристосувань окисно-відновного гомеостазу організму та підвищенням ролі печінки як органу, що відповідає за виведення з організму токсичних речовин, зокрема і радіотоксинів.

Сукупність представлених даних дає змогу зробити висновок про те, що дія одноразового рентгенівського випромінювання (1,5 Гр) призводить у ранній післярадіаційний період до відхилень у функціональній активності антиоксидантної системи крові і печінки мишоподібних гризунів, і, відповідно, до змін стану окисного метаболізму, внаслідок чого розвивається оксидативний стрес, ступінь і характер якого залежать від терміну впливу іонізуючого випромінювання.

1. Я.И. Серкиз, Н.А. Дружина, А.П. Хриенко. *Хемилюминесценция крови при радиационном воздействии* (К.: Наук. думка, 1989) 176 с.
2. М.А. Королюк и др. Метод определения активности каталазы. Лаб. дело 1 (1988) 16.
3. M.A. Baker, G.J. Cerniglia, A. Zaman. Microtiter plate assay for the measurement of glutathione and glutathione disulfide in large numbers of biological samples. *Anal. Biochem.* 190 (1990) 360.

## ВПЛИВ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНОГО ОПРОМІНЕННЯ ФІЗРОЗЧИНУ НА ВЛАСТИВОСТІ АЛКАЛОЇДІВ КОНІУМУ

**М. А. Заболотний<sup>1</sup>, Ю. М. Барабаш<sup>2</sup>, Л. І. Асламова<sup>1</sup>, Л. М. Кіркільєвська<sup>3</sup>, Г. І. Соляник<sup>4</sup>**

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

<sup>2</sup> Інститут фізики НАН України, Київ, Україна

<sup>3</sup> Київський медичний університет УАНМ, Київ, Україна

<sup>4</sup> Інститут експериментальної патології, онкології і радіобіології ім. Р. С. Кавецького, Київ, Україна

*Мета* – створення та апробація методу модифікації протипухлинних препаратів для підвищеної їхньої терапевтичної ефективності, зменшення токсичного навантаження при застосуванні за рахунок використання високоенергетичного електронного опромінення на прикладі Коніуму.

Досвід застосування протипухлинної хіміотерапії показав обмеженість її можливостей і низьку ефективність при лікуванні місцево-поширених і дисемінованих форм злоякісних новоутворень. Аналіз особливостей протипухлинної медикаментозної терапії, пов'язаних з низькою специфічністю протипухлинної дії та високою токсичністю по відношенню до нормальних органів та тканин, гостро ставить питання щодо розробки шляхів підвищення її ефективності. Суттєвий внесок у високу варіабельність чутливості організму до протипухлинної медикаментозної терапії вносить лікарська резистентність злоякісних пухлин. Оптимальна стратегія і тактика ефективної індивідуальної протипухлинної медикаментозної терапії має базуватись на існуючих методах визначення молекулярного профілю злоякісних клітин кожного хворого та глибокому розумінні складних механізмів специфічної фармакологічної дії протипухлинних агентів. Розробка нових лікарських препаратів та модифікація фармакологічних властивостей відомих протипухлинних агентів, що спрямовані на підвищення їхньої ефективності та зниження токсичності – шляхи розв'язання цієї проблеми [1, 2].

При вимірюваннях використовувався фізіологічний розчин 0,9 % NaCl («Новофарм-Біосинтез», Україна) та препарат Коніуму (*Conium maculatum* D3, Weleda, ФРН). Фізрозчин опромінювали електронами з енергією 2,0 МеВ. Величина дози поглинутого опромінення була в межах {5 - 80} кГр. Конформаційні зміни молекул Коніуму в опроміненому фізіологічному розчині аналізували за зміною їхніх коливних спектрів, які реєстрували за допомогою ІЧ-Фур'є спектрометра (Bruker IFS 66, ФРН). Модельні розрахунки проводились за використання програми Gaussian 09W.

При дослідженнях враховувався композитний склад Коніуму, що містить ряд алкалоїдів, основними з яких є коніїн ( $C_8H_{17}N$ ), N-метилконіїн ( $C_9H_{19}N$ ),  $\gamma$ -коніціїн ( $C_8H_{15}N$ ), конгідрин ( $C_8H_{17}NO$ ) і псевдоконгідрин ( $C_8H_{17}NO$ ). Проведені розрахунки дипольних моментів і енергії основних станів молекул алкалоїдів показали, що три алкалоїди ( $\gamma$ -коніціїн, конгідрин, псевдоконгідрин) з п'яти досліджуваних мають найбільш високі значення дипольних моментів (1,78; 1,33; 2,31 дебай відповідно), що має привести до утворення адуктів за участю саме цих молекул.

Особливе значення має дослідження  $\gamma$ -коніціїну, який є єдиним з алкалоїдів Коніуму, який має подвійний зв'язок, що з'єднує атоми N та C. Наявність такого зв'язку свідчить про можливість утворення за його участі стійких хімічних комплексів. На рис. 1 представлена структурна формула  $\gamma$ -коніціїну.

Проведені нами модельні розрахунки показали суттєву залежність кількості стійких конформацій  $\gamma$ -коніціїну (X) та значень деяких їхніх параметрів від властивостей оточуючого середовища. Так у вакуумі  $X = 5$ , а максимальні лінійні розміри конформаційних станів знаходяться в інтервалі {7,31, ..., 8,35} Å<sup>0</sup>. У випадку водного оточення  $N = 12$ ,  $d \in \{6,90, \dots, 8,15\}$  Å<sup>0</sup>. Характер впливу водного оточення залежить від його опромінення високоенергетичними електронами, що ілюструють графіки рис. 2, на якому наведені ІЧ-спектри поглинання молекул Коніуму в неопроміненому та опроміненому фізіологічних розчинах при різних дозах поглинутого опромінення.

Проведені дослідження показали, що додавання опроміненого розчинника (при дозі поглинутого опромінення більшої 5 кГр) впливає на положення максимумів смуг поглинання Коніуму, прикладом чого є представлене на рис. 2 зміщення лінії 1120 см<sup>-1</sup> (крива 1) в положення 1106 см<sup>-1</sup> (крива 2), а потім у 1089 см<sup>-1</sup> (крива 3). Таке зміщення ліній поглинання Коніуму у коливній ділянці ІЧ-спектру є свідченням зміни його конформаційного стану, спричиненого взаємодією з бабстонами (їх кластерами), присутніх в опроміненому розчиннику.

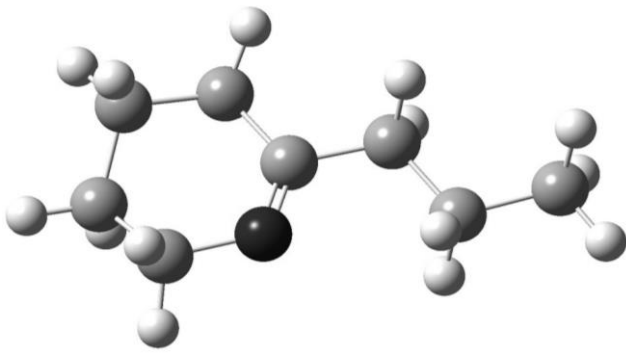


Рис. 1. Структурна формула  $\gamma$ -коніцину.

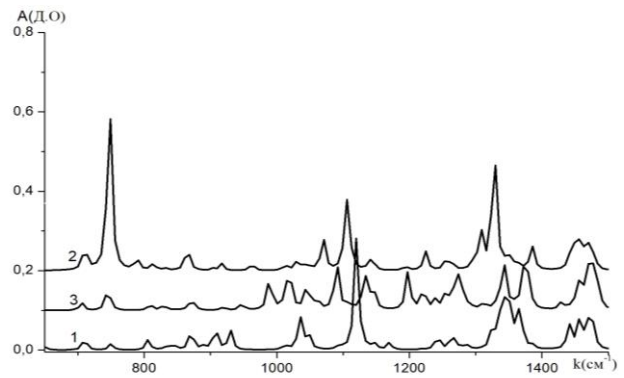


Рис. 2. Залежність нормованого поглинання (А) Коніуму від хвильового числа у неопромінену (крива 1) та опромінену розчині 0,9 % NaCl за різної дози поглинутого електронного опромінення: 2 - 5 кГр; 3 - 10 кГр.

### Висновки.

1. Використання попередньо опромінених високоенергетичними електронами з енергією 2,0 МеВ розчинників Коніуму змінює ІЧ спектри поглинання та конформаційні характеристики. Мінімальна доза поглинутого розчинником опромінення, при якому фіксується зміна ІЧ спектрів поглинання розчинену Коніуму дорівнює 5 кГр, а розчиненого доксорубіцину – 4 кГр [3, 4].

2. Модифікуючий вплив попереднього високоенергетичного опромінення розчинника зберігається не менше 3 - 6 міс залежно від величини поглинутої дози і властивостей препарату.

3. Спектри поглинання в ІЧ області, конформаційні стани і дипольні моменти алкалоїдів  $\gamma$ -коніцину суттєво відмінні у вакуумному та водному середовищах.

4. Алкалоїд  $\gamma$ -коніцин у вакуумі має шість стійких конформацій, а водному середовищі - дванадцять. П'ять конформацій (з шести) у вакуумі можна розглядати як один конформер, оскільки різниці їхніх енергій є одного порядку з енергією теплових коливань. У водному середовищі 12 конформацій  $\gamma$ -коніцину формують три конформера. Різниця енергій конформерів суттєво перевищує енергію теплових коливань.

1. S. Senapati et al. Controlled drug delivery vehicles for cancer treatment and their performance. *Signal Transduction and Targeted Therapy* 3 (2018) 16.
2. L.I. Aslamova et al. Electron irradiation as a method of increasing efficacy of some water soluble drugs in oncology. In: Proc. of the 14<sup>th</sup> Int. Conf. "Medical Physics in the Baltic States 2019", Kaunas, Lithuania, 7 - 9 November, 2019 (Kaunas University of Technology, 2019) p. 151.
3. V.B. Orel, M.A. Zabolotny, V.E. Orel. Heterogeneity of hypoxia in solid tumours and mechanochemical reactions with oxygen nanobubbles. *Medical Hypotheses* 102 (2017) 82.
4. M.A. Zabolotnyy et al. Pre-irradiation of a solvent – a way to respect the therapeutic efficacy of some water-soluble drugs. In: Proc. of the IX Int. Conf. "Medical Physics – the Current Status, Problems, the Way of Development. Innovation Technologies", Kyiv, September 23 - 25, 2020 (Kyiv, 2020) p. 209.

## ОСОБЛИВОСТІ ІНСТРУМЕНТАЛЬНИХ МЕТОДІВ КОНТРОЛЮ КОНЦЕНТРАЦІЇ ТРИТІЮ ОКСИДІВ У ПОВІТРІ ВИРОБНИЧИХ ПРИМІЩЕНЬ

**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> Східноукраїнський національний університет ім. В. Даля, Сєвєродонецьк, Україна

Тритій, що утворився в процесі експлуатації ядерних реакторів, об'єктів з його виробництва, переробки та зберігання, надходить у виробничі приміщення утворюючи пари оксидів тритію Т<sub>2</sub>О, прототритію НТО, дейтеротритію DTO в повітрі [1], тритійовану воду та органічні сполуки у відкритому вигляді, що призводить до того, що атмосферне повітря насичується цими молекулами та забруднює повітря виробничих приміщень та обладнання. А оскільки як фізичні засоби захисту від тритію органів дихання і шкірного покриву персоналом не застосовуються, то практично весь персонал отримує додатковий радіаційний вплив від тритію, що надходить всередину організму.

Організм людини буде насичуватися тритієм протягом робочої зміни. При виході працівника в «чисту» зону буде спостерігатися зворотний процес переходу тритію в навколишнє середовище. Тритій буде поширюватися поза виробничим приміщенням у всьому середовищі існування людини.

Допустима концентрація тритію оксидів (усі сполуки тритію окрім газу, НРБ-97) у приміщеннях для персоналу категорії А має найменше значення  $9 \cdot 10^3$  Бк/м<sup>3</sup> [2], що обумовлено високим відсотком (98 - 99 %) його засвоєння через органи дихання і шкірні покриви.

Традиційні методи контролю концентрації тритію оксидів базуються на вимірюванні питомої активності тритію у воді, отриманій з конденсованої вологи повітря методами виморожування, адсорбції, конденсаційного осушування, настоювання дистильованої води та інш. При цьому в розрахунках концентрації враховують абсолютну вологість, температуру, тиск повітря та інш. [3]. Тобто, в цих методах основним показником точності вимірювання концентрації тритію оксидів є якість відбору проб.

Оксиди тритію Т<sub>2</sub>О (молекулярна маса 22,03150), прототритію НТО (20,02335) і дейтеротритію DTO (21,02955) мають питому активність відповідно 98,05, 53,65 і 51,43 ТБк/г [1]. Також різняться термодинамічні властивості оксидів ізоотопів тритію, такі як точка кипіння Н<sub>2</sub>О – 100,0 °С, D<sub>2</sub>О – 101,42 °С, Т<sub>2</sub>О – 101,55 °С та температура потрійної точки 0,010, 3,82, 4,49 °С відповідно [1].

З метою пошуку простих і точних методів вимірювання концентрації тритію оксидів у повітрі при низьких значеннях відносної вологості були проведені дослідження відомих методів відбору проб в окремому виробничому приміщенні з конденсуванням вологи виморожуванням (циліндричний стакан в ємності з рідким азотом), осушуванням повітря на елементах Пельтьє, адсорбційним осушуванням та виморожуванням у закритій системі (об'ємний скляний ковпак). Розраховані середні значення концентрації тритію оксидів у повітрі з проб, отриманих методом виморожування – 1494 Бк/м<sup>3</sup>, осушування на елементах Пельтьє – 4575 Бк/м<sup>3</sup>, адсорбційного осушування – 2324 Бк/м<sup>3</sup>, виморожування в закритій системі – 2597 Бк/м<sup>3</sup>. Розрахунки проводилися за формулою [4]:

$$A_{НТО} = Q_{НТО} \cdot \frac{E \cdot \varphi}{10^5},$$

де  $A_{НТО}$  – концентрація тритію оксидів у повітрі, Бк/м<sup>3</sup>;  $Q_{НТО}$  – питома активність тритію в конденсованій воді, Бк/л;  $E$  – максимальна пружність повітря при температурі «вологого» термометра (табличне значення), г/м<sup>3</sup>;  $\varphi$  – відносна вологість повітря, %.

В основі досліджених методів лежить спосіб охолодження водяної пари до температури точки роси або інію. Враховуючи різні питомі активності тритію оксидів та термодинамічні властивості слід очікувати їхнє фракціонування при відборі проб [1]. Особливо цьому сприятиме зміщена температура точки роси Т<sub>2</sub>О в сторону вищих температур на 4,49 °С. У публікаціях фахових видань дослідники найчастіше описують застосування методу виморожування зі збиранням інію з пробовідбірника, однак і цей метод супроводжує сублимація компонентів повітря – оксидів, фазові діаграми яких зміщені в сторону вищих температур відносно діаграми Н<sub>2</sub>О.

Найбільш наближеними значеннями концентрації тритію оксидів у повітрі до реальних будуть ті, що визначені з проб води, отриманої шляхом повного осушування в закритій системі. У практичній діяльності цей метод не завжди можна застосувати через необхідності мати в розпорядженні об'ємний (> 0,5 м<sup>3</sup>) і мобільний герметичний посуд. Однак, за результатами експериментальних

досліджень концентрація тритію оксидів у повітрі визначена з проб води, отриманої методом адсорбційного осушування повітря, найбільш наближена до концентрації в закритій системі.

Осушувачі цього типу забезпечують «точку роси» аж до  $-70$  °С. Дія цього типу осушувачів заснована на здатності адсорбентів поглинати вологу з повітря. У сучасних пристроях в якості адсорбенту виступають алюмогелі і силікагелі, здатні вбирати до 10 % води відносно власної ваги. Незаперечною перевагою цих речовин є їхня здатність регенерувати вихідні властивості шляхом холодного або гарячого відновлення. Адсорбційний метод отримання вологи повітря ефективно працює як при низькій, так і при високій відносній вологості, в той час як конденсаційні – лише при  $\varphi > 50$  %.

На сьогоднішній день існує декілька промислово реалізованих пробовідбірників адсорбційного типу, такі як: Marc7000 (SDEC, Франція), TASC-НТО-НТ-С14 (Overhoff Technology Corporation, США), V3H14C (VF Nuclear, Чехія) тощо [5, 6, 7], що забезпечують точність вимірювання меншу, ніж  $0,1$  кБк/м<sup>3</sup>.

Таким чином, застосування адсорбційних осушувачів повітря в якості пробовідбірників є доцільним при оперативному моніторингу концентрації тритію оксидів у повітрі виробничих приміщень.

1. Л.Ф. Беловодский, В.К. Гаевой, В.И. Гришмановский. *Тритий* (Москва: Энергоатомиздат, 1985) 247 с.
2. Норми радіаційної безпеки України (НРБУ-97): ДГН 6.6.1 6.5.001-98: Міністерство охорони здоров'я України (Харків: «Індустрія», 2008) 112 с.
3. В.В. Долін та ін. *Тритій в біосфері* (К.: «Наук. думка», 2012) 224 с.
4. О.В. Коваленко. Спосіб вимірювання концентрації оксиду тритію в повітрі робочих приміщень тритієвих лабораторій Патент України на корисну модель 108026. Зареєстровано в державному реєстрі патентів України на корисні моделі 24.06.2016.
5. Tritium Sampler with 4 vials (oven) - MARC 7000. SDEC. <https://radioprotection.sdec-france.com/tritium-sampler-4-vials-marc-7000.html>
6. Passive Tritium/C-14 Air Samplers. Overhoff Technology Corporation. <http://overhoff.com/products.html>
7. Vf Nuclear. <https://vfnuclear.com/cz/produkty/zarizeni-pro-odber-3h-a-14c>

**ПОБУДОВА КАЛІБРУВАЛЬНОЇ КРИВОЇ «ДОЗА - ЕФЕКТ»  
ЗА ЧАСТОТОЮ НЕСТАБІЛЬНИХ ХРОМОСОМНИХ ОБМІНІВ  
У ЛІМФОЦИТАХ КРОВІ ЛЮДИНИ *IN VITRO* ДЛЯ ДЖЕРЕЛА <sup>137</sup>Cs**

**В. А. Курочкіна, Л. К. Бездробна, Т. В. Циганок**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Низка радіаційних аварій, що відбулися, пов'язана з викидом радіоізоотопів цезію (м. Гоянія, Бразилія 1987; Чорнобильська АЕС, Україна 1986; м. Тамміку, Естонія 1994; АЕС-1 Фукусіма Даїчі, Японія 2011 тощо) [1 - 4]. За фактичного або підозрюваного переопромінення великої кількості людей дані фізичної дозиметрії часто бувають обмежені та потребують уточнення. У таких випадках особливого значення набуває цитогенетична дозиметрія [5]. Остання базується на співставності частоти індукції специфічних цитогенетичних маркерів дії радіації в лімфоцитах периферичної крові людини за умов опромінення *in vivo* та *in vitro* і вимагає побудови калібрувальних кривих дозових залежностей виходу маркерів опромінення в лімфоцитах крові *in vitro*. Кожна лабораторія, що займається цитогенетичною дозиметрією, повинна мати свою власну калібрувальну криву. На сьогодні найбільш інформативними і вживаними маркерами радіаційного впливу є дицентричні та кільцеві хромосоми з супутнім парним фрагментом у метафазних пластинках [5].

При визначенні доз зовнішнього опромінення постраждалих осіб внаслідок зазначених вище аварій використовували калібрувальні криві «доза-ефект» отримані при опроміненні крові *in vitro* джерелом <sup>60</sup>Co [1, 2]. По-перше, на час аварій не мали калібрувальних кривих для <sup>137</sup>Cs; по-друге, вважали, що немає переконливих доказів різної цитогенетичної ефективності <sup>137</sup>Cs і <sup>60</sup>Co.

На даний час більшість випадків радіаційного переопромінення людей відбувається в дозах до 1,0 Гр.

Виходячи з викладеного вище, метою роботи було дослідження частоти нестабільних хромосомних обмінів із супутнім парним фрагментом у лімфоцитах людини за гострого гамма-опромінення крові <sup>137</sup>Cs в дозах до 1,0 Гр *in vitro* за умов наближених до *in vivo* і встановлення залежності «доза - ефект» для цитогенетичної дозиметрії.

Дослідження проведено на зразках периферичної крові умовно здорового донора чоловічої статі 38 років. Зразки крові опромінювали у стерильних пробірках із поліетилену на апараті для IBL 437 C тип H (Франція) у діапазоні доз 0,09 - 1,0 Гр. Активність джерела CLS-15<sup>137</sup>Cs 35,28 ТБк. Залежно від дози тривалість опромінення становила 2 - 27 с, потужність дози – 2,3 - 2,7 Гр/хв. Дозу γ-опромінення контролювали за допомогою термолюмінесцентних дозиметрів (модель КДТ-0,2 М). Після опромінення зразки крові витримували при 37°C 2 год.

Культивування клітин крові та приготування цитогенетичних препаратів проводили згідно із [6] з деякими модифікаціями. Застосовували класичний метод аналізу рівномірно забарвлених хромосом із груповим каріотипуванням. Враховували дицентричні + кільцеві хромосоми зі супутнім ацентричним фрагментом. Перевіряли поклітинний розподіл хромосомних обмінів, застосовуючи u-критерій (таблиця). При поглинених дозах до 0,3 Гр включно спостерігали тенденцію до недостатньої дисперсії, проте вона не була статистично значимою.

**Аналіз розподілу дицентриків + центричних кілець із супутнім фрагментом по клітинах за гострого γ-опромінення зразків крові <sup>137</sup>Cs *in vitro***

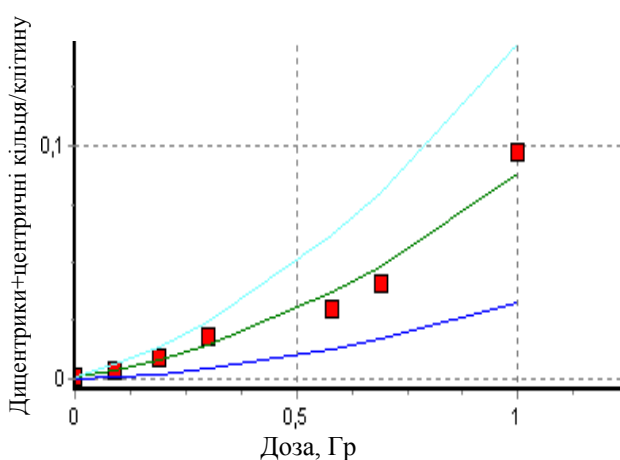
Доза, Гр	Кількість клітин	Кількість обмінів	Частота обмінів на клітину ± SE	Розподіл обмінів по клітинах				u
				0	1	2	3	
0,00	4000	1	0,00025 ± 0,00025	3999	1	0	0	0,000
0,09	1000	3	0,003 ± 0,002	997	3	0	0	-0,055
0,19	1000	9	0,009 ± 0,003	991	9	0	0	-0,190
0,30	1000	18	0,018 ± 0,004	982	18	0	0	-0,391
0,58	950	32	0,034 ± 0,006	919	30	1	0	0,662
0,69	1000	43	0,043 ± 0,007	959	39	2	0	1,150
1,02	1000	100	0,100 ± 0,010	906	89	4	1	0,922



Починаючи з дози 0,58 Гр, виявлено клітини з двома обмінами, а за дози 1,0 Гр і клітину з трьома обмінами. Використовуючи ці результати та інструменти підбору максимальної правдоподібності в статистичному програмному забезпеченні Dose Estimate [6], була побудована калібрувальна крива «доза - ефект» виходу нестабільних обмінів із супутнім фрагментом згідно із лінійно-квадратичною моделлю:

$$Y = C + \alpha D + \beta D^2,$$

де  $Y$  – частота обмінів на клітину,  $D$  – поглинена доза, Гр,  $\alpha$  і  $\beta$  – лінійний і квадратичний коефіцієнти,  $C$  – фоновий рівень обмінів. Калібрувальну криву з її 95 % довірчим інтервалом наведено на рисунку. Відповідність підбраної кривої експериментальним результатам оцінювали за коефіцієнтом кореляції  $r$  і зваженим критерієм  $\chi^2$ . Їхні значення, відповідно 0,99 та 2,58 (при чотирьох ступенях свободи) з  $p = 0,81$ , вказали на високу відповідність підігнаної кривої результатам експерименту. Крім того, значимість коефіцієнтів лінійно-квадратичної залежності виходу нестабільних обмінів від дози опромінення підтверджено  $z$ -тестом: значення  $p$  для коефіцієнтів  $C$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  склали 0,369; 0,050 та 0,022 відповідно.



Залежність виходу дицентриків + центричних кілець у лімфоцитах крові людини від дози гострого  $\gamma$ -опромінення  $^{137}\text{Cs}$  *in vitro*  $Y = (0,0003 \pm 0,0003) + (0,031 \pm 0,011) D + (0,059 \pm 0,016) D^2$ .

■ – експериментальні точки, підібрана лінійно-квадратична крива з 95 % верхнім і нижнім довірчим інтервалом.

Мінімальна статистично значима доза гострого опромінення, що може бути визначена при аналізі 1000 клітин в опроміненому зразку і виявленні трьох нестабільних обмінів, становить 0,09 Гр.

1. *Dosimetric and Medical Aspects of the Radiological Accident in Goiania in 1987*. IAEA-TECDOC-1009 (Vienna, IAEA, 1998) 102 p.
2. *Environmental Consequences of the Chernobyl Accident and Their Remediation: Twenty Years of Experience*. Report of the Chernobyl Forum Expert Group "Environment" (Vienna, IAEA, 2006) 180 p.
3. *The Radiological Accident in Tammiku* (Vienna, IAEA, 1998) 70 p.
4. *The Fukushima Daiichi Accident*. Report by the Director General (Vienna, IAEA, 2015) 222 p.
5. *Cytogenetic Dosimetry: Applications in Preparedness for and Response to Radiation Emergencies*. Russian Edition (Vienna, IAEA, 2011) 229 p.
6. E.A. Ainsbury, D.C. Lloyd. Dose estimation software for radiation biodosimetry. *Health Phys.* 98(2) (2010) 290.

## ХРОМОСОМНІ АБЕРАЦІЇ У ЛІМФОЦИТАХ ЛЮДИНИ ЗА ЗОВНІШНЬОГО ОПРОМІНЕННЯ ТА ЗАБРУДНЕННЯ ЗРАЗКІВ КРОВІ <sup>137</sup>Cs *IN VITRO*

**В. А. Курочкіна, Л. К. Бездробна, Т. В. Циганок, М. В. Стрільчук, І. А. Малюк**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

*Мета роботи* – дослідження частоти нестабільних хромосомних аберацій в культурі лімфоцитів людини за подовженого зовнішнього і внутрішнього опромінення зразків крові <sup>137</sup>Cs в однаковому діапазоні доз *in vitro* за умов, наближених до *in vivo*.

Дослідження виконано на зразках крові умовно здорового донора чоловічої статі віком 38 років. Зразки крові опромінювали зовнішнім джерелом <sup>137</sup>Cs (1,79 ± 0,15)·10<sup>10</sup> Бк) або інкубували з розчином хлориду <sup>137</sup>Cs впродовж 1,75 год при температурі 37 °С, при постійному перемішуванні клітин крові. Детально умови опромінення наведено в [1]. Розрахунок поглинених кров'ю доз зовнішнього опромінення і розрахунок активностей <sup>137</sup>Cs у зразках крові для отримання запланованих поглинених доз внутрішнього опромінення здійснювали згідно з розробленою програмою на базі бібліотеки GEANT-4 [1]. Для контролю поглинених доз за час зовнішнього опромінення використовували термомінесцентні дозиметри (КДТ-0,2М). Після припинення інкубації зразків крові з <sup>137</sup>CsCl клітини осаджували центрифугуванням і чотири рази відмивали живильним середовищем RPMI-1640 від радіоізоотопу. Кількість активності введеної в кров та залишкової в суспензії клітин крові після відмивання їх виміряли за допомогою гамма-спектрометричної системи високої роздільної здатності фірми CANBERRA з напівпровідниковим детектором HPGe типу BE6530 та аналізатором імпульсів DSA-1000.

Культивування клітин крові безпосередньо після опромінення їх та приготування цитогенетичних препаратів лімфоцитів проводили згідно з [2] з деякими модифікаціями. Застосовували класичний метод аналізу рівномірно забарвлених хромосом. Враховували дицентричні та кільцеві хромосоми зі супутнім парним фрагментом та вільні ацентричні фрагменти. Результати дослідження обраховували за допомогою програмного забезпечення Dose Estimate [3], використовуючи інструменти підбору максимальної правдоподібності.

Після зовнішнього гамма-опромінення крові в дозах 0,085; 0,20; 0,28; 0,40; 0,53 Гр поклітинний розподіл нестабільних хромосомних обмінів із супутнім фрагментом відповідав розподілу Пуассона, а вільних ацентричних фрагментів, починаючи з дози 0,28 Гр, був наддисперсним. Залежність частоти і нестабільних хромосомних обмінів, і вільних ацентриків від дози зовнішнього опромінення, що мала лінійний характер,

$$Y = C + \alpha D,$$

де  $Y$  – частота обмінів на клітину,  $D$  – поглинена доза, Гр,  $\alpha$  – лінійний коефіцієнт,  $C$  – фоновий рівень обмінів, представлено на рисунку,  $a$ , значення отриманих коефіцієнтів наведено в таблиці.

Після внутрішнього опромінення зразків крові (під час інкубації з розчином <sup>137</sup>CsCl) у дозах 0,10; 0,18; 0,26; 0,39; 0,54 Гр поклітинний розподіл нестабільних хромосомних обмінів із супутнім фрагментом та вільних ацентриків був наддисперсним, крім дози 0,10 Гр.

Як і у випадку із зовнішнім опроміненням дозова залежність виходу нестабільних хромосомних обмінів і вільних ацентриків мала лінійний характер (рисунок, б, див. таблицю).

**Коефіцієнти залежності виходу хромосомних аберацій у лімфоцитах людини  
від дози подовженого опромінення зразків крові <sup>137</sup>Cs *in vitro***

Опромінення	Хромосомні аберації	Коефіцієнти (на клітину)		Зважений $\chi^2$ (p)	DF	r
		C ± SE (p)	α ± SE (p)			
Зовнішнє	хромосомні обміни із супутнім фрагментом	0,0002 ± 0,0005 (0,764)	0,0232 ± 0,0040 (0,004)	8,12 (0,54)	4	0,95
	вільні ацентрики	0,0079 ± 0,0022 (0,023)	0,0485 ± 0,0064 (0,002)	3,22 (0,76)	4	0,98
Інкубація з розчином <sup>37</sup> CsCl	хромосомні обміни із супутнім фрагментом	0,0003 ± 0,0005 (0,612)	0,0657 ± 0,0081 (0,001)	0,82 (0,97)	4	0,99
	вільні ацентрики	0,0082 ± 0,0044 (0,136)	0,1158 ± 0,0224 (0,007)	12,82 (0,51)	4	0,89

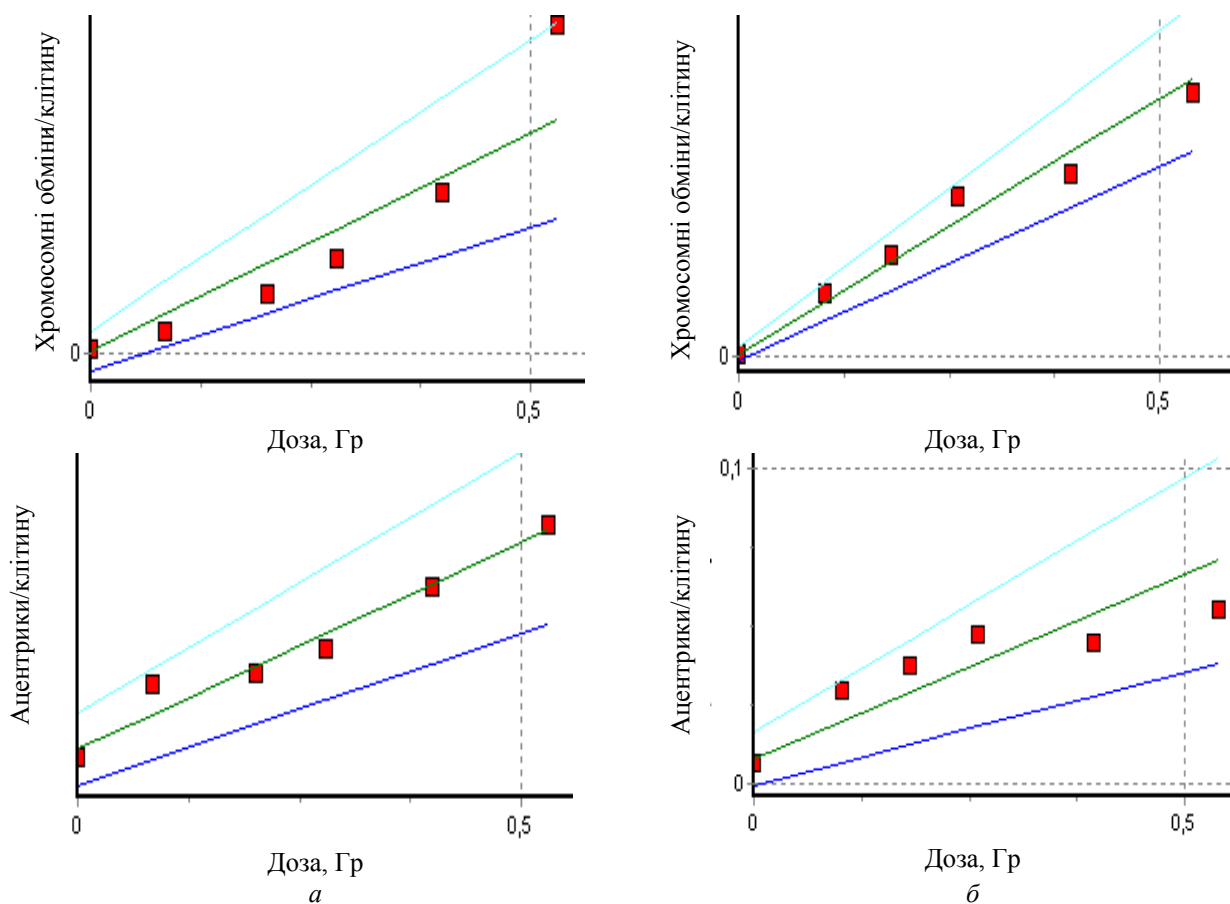


Рис. 1. Залежність виходу хромосомних аберацій у лімфоцитах людини від дози опромінення  $^{137}\text{Cs}$  *in vitro*:  
 а – зовнішнє; б – після інкубації зразків крові з розчином  $^{137}\text{CsCl}$ .

■ – експериментальні точки; підібрана лінійна залежність з 95 % верхнім і нижнім довірчими інтервалами.

Виходячи із співвідношення  $\alpha$ -коефіцієнтів дозових залежностей нестабільних хромосомних обмінів із супутнім фрагментом – найбільш специфічних маркерів опромінення, ефективність внутрішнього опромінення радіоізотопом  $^{137}\text{Cs}$  (що обумовлюється в основному  $\beta$ -частинками) у 2,8 раза більша за зовнішнє  $\gamma$ -опромінення  $^{137}\text{Cs}$ . Проте, слід зазначити, що після процедури 4-разового відмивання зразків крові від радіоізоотопу після їхньої інкубації з розчином  $^{137}\text{CsCl}$ , у суспензії клітин лишається до 6 % активності від первинно введеної. Тому, для коректного порівняльного визначення ефективності внутрішнього опромінення  $^{137}\text{Cs}$  слід внести поправку на вихід аберацій у лімфоцитах під час культивування клітин крові.

1. L.K. Bezdrobna et al. Simulation of conditions for external and internal exposure of human blood to low doses of  $^{137}\text{Cs}$  radionuclide *in vitro* to study its genotoxicity. Ядерна фізика та енергетика 21 (2020) 166.
2. Cytogenetic Dosimetry: Applications in Preparedness for and Response to Radiation Emergencies. Russian Edition (Vienna, IAEA, 2011) 229 p.
3. E.A. Ainsbury, D.C. Lloyd. Dose estimation software for radiation biodosimetry. Health Phys. 98(2) (2010) 290.

# УСТАНОВКА ДЛЯ ТЕСТУВАННЯ НЕЙТРОНОЗАХВАТНИХ АГЕНТІВ *IN VITRO* НА БАЗІ ДЖЕРЕЛ НЕЙТРОНІВ ІБН-7 ТА ІБН-23

В. А. Лібман, М. В. Стрільчук, В. В. Тришин, Л. Є. Червонна, **Ю. Б. Шевченко**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

На сьогодні метод нейтронозахватної терапії вже придатний до клінічного застосування. У деяких країнах (Японія) він включений до пакету медичного страхування. Подальший розвиток методу бор-нейтронозахватної терапії (БНЗТ), зокрема створення і тестування більш ефективних носіїв бору та/або гадолінію (НЗА), гальмується недостатньою кількістю і високою вартістю експлуатації джерел з потоками епітеплових або теплових нейтронів  $\sim 10^9\text{-}10^{14}$  н/см<sup>2</sup>с. Менш потужні джерела вважаються непридатними з такої причини. Радіобіологічні ефекти від однакових доз, отриманих при різних потужностях джерел радіації, можуть суттєво відрізнятися. Головна причина – конкуренція процесів ураження і відновлення під час опромінення [1]. Сприятливі умови для такого відновлення виконуються при опроміненні помірно потужними потоками рідкоіонізуючих частинок або фотонів. При БНЗТ ураження клітин відбувається щільноіонізуючими іонами <sup>7</sup>Li і альфа-частинками. Відновлення уражених клітин при цьому мало вірогідне. Отже, при експериментах з БНЗТ у клітинних популяціях слід враховувати час опромінення при різних потужностях дози і швидкість росту чисельності популяції. Тому ми вважаємо цілком прийнятним для тестування НЗА використання потоків із потужністю нижче  $10^9$  н/см<sup>2</sup>с. У даній роботі представлено конструкцію та розрахунки макету установки для тестування НЗА *in vitro*.

Макет являє собою циліндр з парафіну розмірами  $\varnothing 280 \times 120$  мм, оточений свинцем завтовшки 50 мм (рис. 1). По центру циліндра встановлюються джерела нейтронів ІБН-7 та ІБН-23, які на сьогодні є в наявності. Навколо, на вибраних відстанях від джерел, розташовуються досліджувані проби. Потік нейтронів від джерел такий: від ІБН-7 –  $1,2 \cdot 10^6$  н/с, а від ІБН-23 –  $2,3 \cdot 10^6$  н/с.

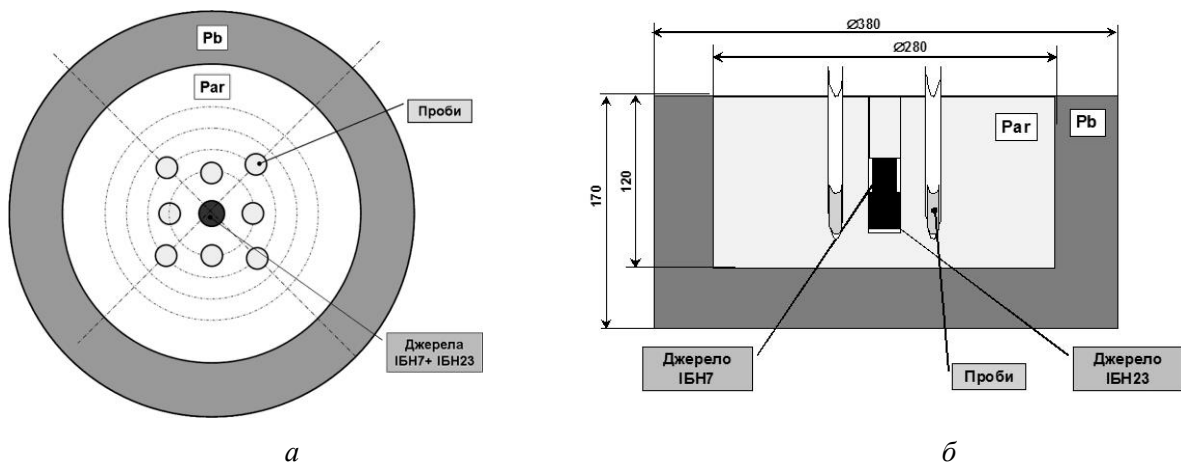


Рис. 1. Ескіз макету установки для опромінення: *а* – вигляд зверху, *б* – розріз по центру.

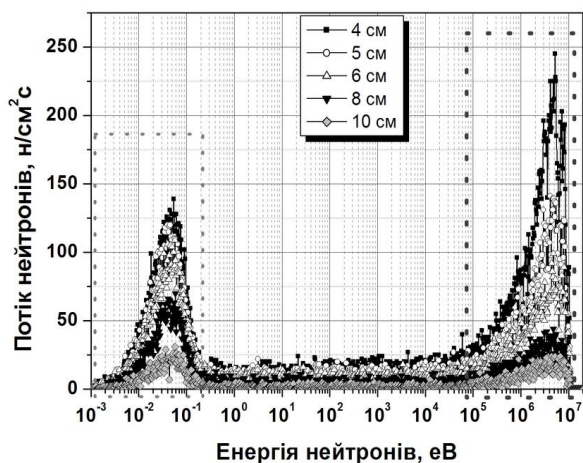


Рис. 2. Розраховані спектри нейтронів на різних відстанях від джерел.

Розраховані спектри нейтронів на відстанях від джерел 4, 5, 6, 8 та 10 см наведені на рис. 2. Розрахунки проведені за допомогою програмного пакету GEANT4 (v10.5) [2]. Величини потоків нейтронів у місцях розташування пробірок із пробами наведені у таблиці. Результати розрахунків свідчать, що через присутність швидких нейтронів установка більш придатна для оцінки ефективності НЗА при одночасному застосуванні технологій нейтронної та нейтронозахватної терапії. Співвідношення швидкої та теплової компоненти змінюється шляхом зміни відстані від мішені до джерела нейтронів. Внесок нейтронної та нейтронозахватної компоненти в ураження можна визначати також за допомогою кадмієвих фільтрів. Зниження тривалості експо-

зицій можна досягнути за рахунок застосування більш потужних (з повними потоками  $\sim 5 \cdot 10^7$  н/с) джерел нейтронів типу ІБН-8-8, ІБН-8-9 або ІБН-27.

#### Розрахункові потоки нейтронів від джерел ІБН-7 та ІБН-23

Відстань від джерела, см	4	5	6	8	10	Діапазон енергій
Швидкі нейтрони, н/см <sup>2</sup> с	17731	10996	7264	3609	1866	0,1 - 10 MeV
Теплові нейтрони, н/см <sup>2</sup> с	10621	9193	7715	4879	1829	0 - 0,4 eV
Сумарний потік нейтронів, н/см <sup>2</sup> с	35672	25644	18998	10836	4490	0 - 10 MeV
Відношення потоків теплових та швидких нейтронів	60 %	84 %	106 %	135 %	98 %	
Час опромінення, с/год	9415/2,6	10878/3,0	12962/3,6	20496/5,7	54675/15,2	для набору флюенса $\sim 10^{-8}$ н/см <sup>2</sup>

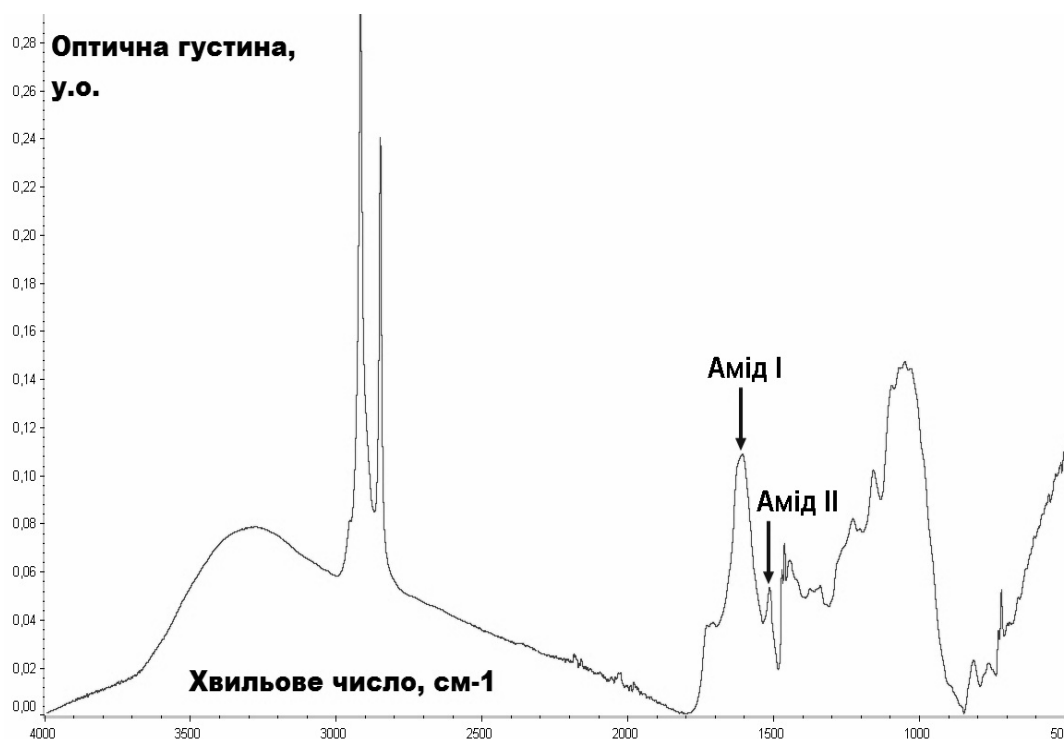
1. Ю.Б. Кудряшов, Б.С. Беренфельд. *Основы радиационной биофизики* (Москва: Изд-во МГУ, 1982) 304 с.
2. S. Agostinelli et al. Geant4 – a simulation toolkit. Nucl. Instrum. Meth. A 506(3) (2003) 250.

## FTIR-МАРКЕРИ АДАПТАЦІЇ РОСЛИН ЛЬОНУ ТА СОЇ НА РІВНІ ПРОТЕОМУ ДО УМОВ РАДІОАКТИВНОГО ЗАБРУДНЕННЯ

**С. В. Літвінов, Н. М. Рашидов, Н. К. Куцоконь,  
М. В. Кривохижа, О. Г. Нестеренко, Л. В. Худолєєва, Ю. А. Хома**

*Інститут клітинної біології та генетичної інженерії НАН України, Київ, Україна*

Нами показано, що у рослин льону, які кілька поколінь росли у зоні відчуження ЧАЕС, під впливом хронічного іонізуючого випромінювання синтезуються протеїни з властивостями, подібними до пріонних. До них відносять чотири відомі купінові білки, які локалізовані в ендоплазматичному ретикулумі клітин і при потраплянні в організм людини здатні викликати алергію [1]. Схожі дані через короткий проміжок часу були опубліковані у роботі [2]. У нашій роботі, пов'язаній з використанням FTIR-спектроскопії для вивчення опромінених у дозі 21 Гр рослин арабідопсису, було показано радіаційну індукцію переходу  $\alpha$ -структур до  $\beta$ -конформації у протеомі рослин (співвідношення амід II до амід I зменшувалось на 12 %) [3]. У зв'язку з цим було поставлене завдання відстежити зміни конформації білків за маркерами вмісту амід I та амід II білкових доменів у протеомі культурних рослин на радіаційно забруднених територіях, а також вивчити здатність рослин адаптуватись до умов цих територій. Вміст амід I та амід II доменів вимірювали за допомогою ATR-FTIR спектроскопії (рисунок).



Типовий ІЧ-спектр повітряно висушеної рослинної тканини (ATR-FTIR).

Про адаптацію робили висновок, співставляючи спектрометричні маркери рослин, вирощуваних на радіаційно забрудненій ділянці (с. Чистогалівка) та умовно чистій ділянці (м. Чорнобиль). Льон (*Linum usitatissimum* L. var. *Kyivskyi*), та сою (*Glycine max* (L.) Merr. var. *Soniachna*) вирощували на радіаційно забруднених ділянках у Чистогалівці в зоні відчуження ЧАЕС в умовах відкритого ґрунту з 2009 по 2016 рр. Контрольні рослини культивували на вільній від радіаційного забруднення ділянці з аналогічними умовами у м. Чорнобиль. Насіння рослин 3, 5 та 8 покоління, які вирощувались на радіаційно забруднених ділянках, збирали, висушували, розтирали з рідким азотом до стану дрібнодисперсного порошку.

Аналіз спектрограм розтертого насіння показав, що у насінні льону з забрудненої ділянки поступово збільшувалась кількість білків, для яких характерна  $\beta$ -конформація (табл. 1 та 2). Про це свідчить зменшення співвідношення амід II/амід I за рахунок збільшення вмісту у протеомі амід I домену. У бобах сої навпаки відзначено збільшення співвідношення амід II/амід I за рахунок зростання вмісту  $\alpha$ -спіральних доменів. Проте у 5 та 8-му поколіннях насіння обох культур із забруднених та умовно чистих ділянок статистично достовірно не відрізнялося за вмістом амід I та співвідношенням амід II/амід I.

Таблиця 1. Вміст амід I та амід II/амід I доменів білків у розтертому насінні льону (*L. usitatissimum*), визначений на основі ІЧ-спектру

Варіант	Покоління	Амід I, площа піку, у.о., М ± SE	Амід II/Амід I, М ± SE
Чорнобиль	3	3,39 ± 0,16	0,45 ± 0,02
Чистоголівка	3	2,65 ± 0,18 *	0,57 ± 0,04 *
Чорнобиль	5	4,97 ± 0,14	0,38 ± 0,02
Чистоголівка	5	4,61 ± 0,31	0,36 ± 0,04
Чорнобиль	8	4,54 ± 0,38	0,34 ± 0,02
Чистоголівка	8	4,46 ± 0,38	0,29 ± 0,02

П р и м і т к а. Статистична достовірність відмінностей від контролю визначена за U-критерієм Манна-Уїтні: \*  $p \leq 0,01$ .

Таблиця 2. Вміст амід I та амід II/амід I доменів білків у розтертому насінні сої (*G. max*), визначений на основі ІЧ-спектру

Варіант	Покоління	Амід I, площа піку, у.о., М ± SE	Амід II/Амід I, М ± SE
Чорнобиль	3	5,15 ± 0,16	0,33 ± 0,01
Чистоголівка	3	5,52 ± 0,23	0,44 ± 0,01 *
Чорнобиль	5	5,58 ± 0,19	0,46 ± 0,02
Чистоголівка	5	5,35 ± 0,20	0,41 ± 0,02
Чорнобиль	8	6,30 ± 0,22	0,54 ± 0,02
Чистоголівка	8	6,79 ± 0,20	0,52 ± 0,02

П р и м і т к а. Статистична достовірність відмінностей від контролю визначена за U-критерієм Манна-Уїтні: \*  $p \leq 0,001$ .

Ми інтерпретуємо даний факт як прояв радіоадаптації рослин, що підтверджується також підвищеною активністю генів, які беруть участь у синтезі запасаючих білків, зміною морфометричних, генетичних та біохімічних параметрів з 3 по 8-е покоління до значень, що статистично не відрізняються від контролю з незабрудненої ділянки [1, 3].

Загалом, нами було підтверджено значущий ефект впливу умов вирощування культурних рослин на радіаційно забруднених територіях на конформацію білків протеому, однак цей ефект суттєво залежить від видової радіочутливості рослин та їхніх органів. Стресуючий вплив радіації призводить у одних випадках до руйнування/інгібування утворення  $\beta$ -структурних білків, в інших – до пошкодження  $\alpha$ -спіральных доменів, а також до синтезу та накопичення білків, що містять переважно  $\alpha$ -спіральні або  $\beta$ -структурні домени.

1. D. Gábrišová et al. Do Cupins Have a Function Beyond Being Seed Storage Proteins? *Frontiers in Plant Science* 6 (2016) 1215.
2. S. Chakrabortee et al. Luminidependens (LD) is an Arabidopsis protein with prion behavior. *PNAS* 113(21) (2016) 6065.
3. S. Litvinov et al. Screening markers of prion-like proteins formation in plants under environmental stress. In: *Proc. of the 5<sup>th</sup> Int. Symp. on EuroAsian Biodiversity (Almata-Muğla, 2021)* p. 221.

## ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ МУТАЦІЙНОГО СТАТУСУ ГЕНА *JAK2* V617F У ГРУПАХ ПАЦІЄНТІВ – ПОСТРАЖДАЛИХ ВНАСЛІДОК АВАРІЇ НА ЧАЕС ТА БЕЗ ТАКОГО

**Л. В. Неумержицька, Б. Т. Клімук, С. В. Клименко**

*ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна*

*Вступ.* Ph-негативні мієлопроліферативні неоплазії – це клональні захворювання гемопоетичних стовбурових клітин, які охоплюють справжню поліцитемію, есенціальну тромбоцитемію та первинний мієлофіброз. Встановлено, що однією з причин розвитку цих захворювань є одна із соматичних мутацій V617F гена *JAK2*, виникнення якої призводить до гіперактивації сигнальної системи та посиленої проліферації клітин патологічного клону, утворюючи в кістковому мозку занадто багато клітинних елементів [1]. Одним із таких елементів є тромбоцити, надлишок яких у крові підвищує ймовірність тромботичних ускладнень. Водночас тромботичні ускладнення за Ph-негативними мієлопроліферативними неоплазіями виникають незалежно від наявності або за браком цієї мутації [2, 3]. На сьогодні причину молекулярно-генетичних змін у кістковому мозку до кінця не з'ясовано і визначити стан, що передував виникненню мутацій із подальшим прогресуванням захворювання, доволі складно. Основною гіпотезою є багатоетапність розвитку, де схильність до хвороби реалізується під впливом зовнішніх чинників, що ушкоджують геном нормальної клітини. Є безліч неспецифічних чинників, що зумовлюють таку особливість у розвитку Ph-негативних мієлопроліферативних неоплазій. Іонізуюча радіація може накладати селективний тиск на кровотворні стовбурові клітини та клітини-попередники в кістковому мозку. До того ж, унаслідок аварії на ЧАЕС сталося мутаційне навантаження іонізуючої радіації на кровотворні стовбурові клітини в кістковому мозку постраждалих. Саме тому необхідність вивчення молекулярно-генетичних змін, які супроводжують розвиток Ph-негативні мієлопроліферативні неоплазії із подальшими ускладненнями, особливо спричинених дією іонізуючої радіації, є вагомим і своєчасним [4].

*Мета роботи:* провести порівняльний аналіз взаємозв'язку мутаційного статусу гена *JAK2* і тромботичними ускладненнями між групами пацієнтів на Ph-негативні мієлопроліферативні неоплазії, які зазнали впливу іонізуючої радіації унаслідок аварії на ЧАЕС і ті, що захворіли спонтанно.

*Об'єкт і методи дослідження.* Дослідження являє собою ретроспективний аналіз записів із медичного анамнезу та первинного обстеження пацієнтів із невстановленим діагнозом Ph-негативних мієлопроліферативних неоплазій, які тестувалися на наявність мутації у відділі медичної генетики ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України» з 2013 до кінця 2020 р. Зразки геномної ДНК пацієнтів діставали із гранулоцитів периферичної крові за допомогою наборів для виділення ДНК, згідно з протоколом наданим виробником. Визначення мутацій *JAK2* V617F проводилося методом АС-ПЛР у реальному часі з використанням 2X TaqMan. Пацієнтами надавалася письмова інформована згода відповідно до етики дослідження. Обчислення результатів і статистична обробка проводилися в пакеті прикладних програм Statistica 7.0 і Excel 10. Достовірність результатів розраховували за критерієм Стьюдента, для номінальних змінних використовували критерій  $\chi^2$  Пірсона.

*Результати дослідження.* Програма дослідження була спрямована на виявлення мутаційного навантаження іонізуючої радіації на кровотворні стовбурові клітини, що спричиняють розвиток Ph-негативних мієлопроліферативних неоплазій із безліч ускладнень, зокрема – тромботичними.

У дослідницькій когорті налічувалося 4737 пацієнтів, які були розподілені на групи. Наявність мутації гена *JAK2* і радіаційний вплив в анамнезі були одними з головних факторів ризику для формування груп дослідження. До уваги приймалися вік і стать пацієнтів, співвідношення чоловіків і жінок, відсутність Ph-хромосоми. Акцент приділявся стійкому тромбоцитозу та наявності тромбозів. У першу досліджувану групу (I) увійшло 721 пацієнт обох статей, що мали радіаційний вплив в анамнезі. Здебільшого – це постійні мешканці забруднених радіонуклідами територій, рідше – учасники ліквідації аварії на ЧАЕС. Медіана віку на момент встановлення діагнозу становила 56,5 років із віковими межами від 21 до 85 років. Із 721 пацієнта в 176 (24,41 ± 1,69) % була виявлена мутація. Причому, у чоловіків частота цієї мутації преважувала над такою у жінок і становила (19,81 ± 1,48) % проти (4,70 ± 0,77) %,  $P < 0,001$ . Друга група складалася з 4016 пацієнтів обох статей із потенційними Ph-негативними мієлопроліферативними неоплазіями, що не зазнавала в минулому радіаційного впливу. Медіана віку на момент встановлення діагнозу становила 53,7 років із віковими межами від 19 до 86.



Мутація гена *JAK2* виявилася у  $(37,82 \pm 7,66)$  % з усієї когорти пацієнтів. Більше мутацій виявлялося в чоловіків, ніж у жінок і становили  $23,82 \pm 0,67$  % проти  $13,99 \pm 0,53$  % відповідно,  $P < 0,001$ . Порівняльний аналіз частоти *JAK2 V617F* мутації в обох групах пацієнтів із потенційними Rh-негативними мієлопроліферативними неоплазіями показав, що в першій досліджуваній групі виявлено  $24,41 \pm 1,69$  % мутацій, тоді як у другій групі наявність мутації склала  $37,82 \pm 7,66$  %, що вірогідно відрізнялося між двома групами ( $p < 0,001$ ). Таким чином, пацієнти, які зазнали впливу іонізуючої радіації, мали частіше негативний мутаційний статус за *JAK2* мутацією, ніж пацієнти, що не мали радіації в анамнезі.

Тромботичні ускладнення в пацієнтів I групи спостерігалися рідше в когорті осіб із позитивним мутаційним статусом, ніж з негативним і становили відповідно  $(13,00 \pm 2,53)$  % проти  $(20,00 \pm 1,71)$  %,  $P < 0,05$ . Результати тромботичних подій у II групі показали таку ж саму тенденцію. Якщо у пацієнтів з позитивним мутаційним статусом тромбози становили  $(5,61 \pm 0,59)$  %, то пацієнти з негативним мутаційним статусом мали таких ускладнень більше  $(11,70 \pm 0,64)$  %,  $P < 0,05$ .

*Обговорення.* Результати проведеного нами аналізу дали змогу зробити деякі висновки, що представляють інтерес для нашого дослідження: порівняльний аналіз показав, що немає прямої залежності між наявністю мутацій й радіаційним впливом. Адже окрім радіації людина знаходиться під впливом багатьох чинників оточення, таких як особливості харчування, стиль життя, травми, хімічні агенти та спадковість, що можуть бути відповідальними за геномні зміни. Виявлення того факту, що наявність мутацій не корелює з тромботичними ускладненнями, пояснюється тим, що мутація *V617F* гена *JAK2* – не єдина ключова характеристика пухлинних клітин в умовах розвитку Rh-негативних мієлопроліферативних неоплазій, що спричиняє тромботичні ускладнення. Вона представляє лише невелику частку загального мутаційного навантаження, яке спостерігається в міру прогресування старіння у пацієнтів з Rh-негативними мієлопроліферативними неоплазіями [5].

Вищевикладене підкреслює необхідність ґрунтовного розгляду патогенезу і етіології мієлопроліферативних неоплазій з урахуванням нових додаткових молекулярно-генетичних маркерів – модифікаторів генної експресії в ініціюванні онкогенезу, особливо спричиненого дією іонізуючої радіації.

1. T. Barbui et al. Classification and diagnostic criteria for myeloproliferative neoplasms: document summary and in-depth discussion. *Blood Cancer J.* 8(2) (2018) 15.
2. L. Poluben et al. Characteristics of myeloproliferative neoplasms in patients exposed to ionizing radiation following the Chernobyl nuclear accident. *Am. J. Hematol.* 94(1) (2019) 62.
3. S. Jaiswal et al. Clonal Hematopoiesis and Risk of Atherosclerotic Cardiovascular Disease. *N Engl J Med* 13 (2017) 111.
4. В.Ф Чехун, Д.Ф. Глузман. *Ионизирующая радиация и онкогематологические заболевания* (К.: ДИА, 2016) 284 с.
5. A. Segura-Diaz et al. Thrombotic Risk Detection in Patients with Polycythemia Vera: The Predictive Role of *DNMT3A/TET2/ASXL1*. Mutations. *Cancers* 12 (2020) 934.

**ОСОБЛИВОСТІ СТРУКТУРНИХ І МОРФОФУНКЦІОНАЛЬНИХ ЗМІН У КЛІТИНАХ  
IN VITRO ПРИ ДІЇ СВІТЛА ОПТИЧНОГО ДІАПАЗОНУ (630 НМ)  
ТА ФОТОСЕНСИБІЛІЗАТОРА «ФОТОЛОН»**

**О. Д. Почапінський, Г. Й. Лавренчук**

*ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна*

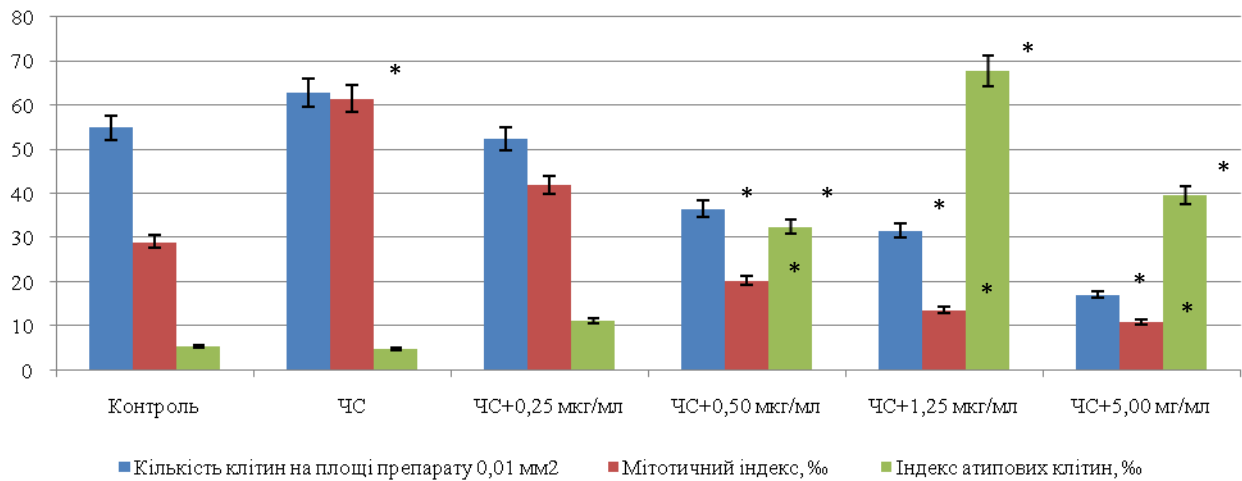
Фотодинамічна терапія заснована на взаємодії молекули фотосенсибілізатора з оптичним випромінюванням певної довжини хвилі. В результаті утворюються цитотоксичні агенти (синглетний кисень і вільні радикали), що вражають клітинні елементи пухлинної тканини. Тобто, в присутності кисню тканин відбувається розвиток фотохімічної реакції, що призводить до руйнування пухлинних структур [1, 2].

*Мета роботи:* дослідити на тест-системах культури нормальних клітин людини вплив різних концентрацій фотосенсибілізатора «Фотолон» для подальшого застосування у фотодинамічній терапії.

*Матеріали і методи.* Експериментальні дослідження виконані на моношаровій культурі стовбурових фібробластів людини 6 пасажу, що походять з пуповини після народження дитини. Клітини культивували у повному поживному середовищі Advanced DMEM/F12 (Gibco) з 2 % сироватки ембріонів теляти (Gibco), 1 % Pen Strep Glutamine (Gibco). Клітини вирощували при постійній температурі 37 °C та 5 % CO<sub>2</sub> у флаконах на 50 мл площею 25 см<sup>2</sup>. Через 5 діб при конфлуенті 80 % клітини відбирали для досліджу. Їх вирощували на покривних скельцях розмірами (16 × 8) мм, які знаходилися на дні скляних пляшечок, до конфлуентного стану моношару (1 - 6 діб) за стандартною методикою. Через 24 год після посадки в ростове середовище до клітин додавали фотосенсибілізатор «Фотолон» (Білорусь) у кількості 0,25; 0,5; 1,25; та 5,0 мг/мл. Активна речовина «Фотолону» – хлорин Е6, який вибірково накопичується у патологічній тканині (доброякісні та злоякісні новоутворення різного генезу і локалізації) і при локальному впливі світла з довжиною хвиль 630 - 670 нм забезпечує фотосенсибілізуючий ефект, який призводить до пошкодження проліферуючих клітин пухлинної та нормальної тканин. Через 1 год клітини опромінювали червоним світлом на апараті «Барва-LED/630» (одиночний світлодіод і площа світлового потоку відповідає площі дна пляшечки, на якому ростуть клітини). Аналізували структурні та морфо-функціональні характеристики культур клітин впродовж 6 діб культивування з метою встановлення меж чутливості нормальних клітин до фотосенсибілізатора та при поєднанні з червоним світлом. Статистичний аналіз вірогідності отриманих даних проводили за допомогою t-критерію Стьюдента, використовуючи неліцензовані комп'ютерні програми Microsoft Excel та Biostat. Достовірність різниці між середніми значеннями показників вважали значущою при  $p < 0,05$ .

Вивчення структури клітинного моношару, кінетики росту, проліферативної активності та мітотичної здатності клітин, присутності атипичних для даних культур клітин при дії на них фотосенсибілізатора «Фотолон» показало, що у застосованих концентраціях (від 0,25 до 5,0 мг/мл) досліджуваний препарат не спричиняє суттєвого статистично вірогідного впливу на проліферуючі культури нормальних клітин людини. Водночас, опромінення їх світлом оптичного діапазону (630 нм) у дозі 45 Дж/см<sup>2</sup> (25 мВт/см<sup>2</sup> за 30 хв) призвело до загибелі 80 % клітин у культурі нормальних клітин за концентрації «Фотолону» 5,0 мг/мл (рисунок). Значно менше загинуло клітин (17 %), опромінених червоним світлом за концентрацій фотосенсибілізатора 0,25 мкл/мл. За концентрації «Фотолону» 0,5 та 1,25 мг/мл загинуло відповідно, 42 та 51 % фібробластів. Слід відзначити, що у культурах нормальних фібробластів, опромінених червоним світлом в присутності фотосенсибілізатора, спостерігали атипичні клітини з непарним числом ядер та мікроядрами. Їхня кількість істотно зростала при підвищенні концентрації фотосенсибілізатора, що може свідчити про генотоксичний вплив на клітини поєднання червоного світла та «Фотолону».

*Висновок:* встановлено, що ефективність ушкоджуючого впливу фотосенсибілізатора «Фотолон» (Білорусь) у діапазоні концентрацій 0,5 - 5,0 мг/мл різко зростає при поєднанні з опроміненням світлом червоного діапазону 630 нм (25 мВт/см<sup>2</sup> за 30 хв). За цих умов проліферативна та мітотична активність клітин істотно зменшувалась, у культурі клітин з'являлись атипичні дво- і триядерні клітини та клітини з мікроядрами, що вказує на ушкодження генетичного матеріалу клітин. Таким чином, поєднаний вплив світла оптичного діапазону (630 нм) та фотосенсибілізатора «Фотолон» викликає загибель та ушкодження генетичного матеріалу не тільки злоякісних, а і нормальних проліферуючих клітин людини.



Морфофункціональні показники у культурі фібробластів людини на 5-ту добу культивування в контролі при дії червоного світла (ЧС) та за поєданого впливу червоного світла і фотосенсибілізатора «Фотолон» у різних концентраціях. \* - достовірно значуща різниця між показниками контролю та варіантами дослідження,  $p < 0,05$ .

1. М.А. Каплан, Ю.С. Романко. Лазерная фотодинамическая терапия (обзор, состояние проблемы и перспективы). Физиотерапия, бальнеология и реабилитация 1 (2004) 43.
2. Т.А. Таранец, Т.Е. Сухова, Ю.С. Романко. ФДТ базально-клеточного рака кожи с локальным и внутривенным использованием фотосенсибилизатора хлоринового ряда «Фотолон». Альманах клинической медицины 15 (2007) 283.

# ВПЛИВ ПЕРЕДПОСІВНОГО ОПРОМІНЕННЯ НАСІННЯ ШАВЛІЇ ЛІКАРСЬКОЇ НА ВМІСТ РОЗМАРИНОВОЇ КИСЛОТИ ТА ФЕНОЛІВ В ЕКСТРАКТАХ ІЗ ЛІКАРСЬКОЇ СИРОВИНИ

**С. А. Пчеловська, К. В. Листван, С. В. Літвінов, А. Г. Салівон, Л. В. Тонкаль**

*Інститут клітинної біології та генетичної інженерії НАН України, Київ, Україна*

Вивчення вмісту речовин вторинного метаболізму в екстрактах із лікарських рослин – досить актуальний і перспективний напрям, який набуває все більшого розвитку у зв'язку із високою ефективністю препаратів, виготовлених на основі природної сировини. Значне місце серед таких препаратів займають ліки, виготовлені із сировини шавлії лікарської (*Salvia officinalis* L.) [1 - 4]. Основні фармацевтично цінні речовини, що входять до складу таких препаратів – це поліфенольні, фенольні сполуки та флавоноїди, що виявляють антиоксидантні, антимулагенні, протизапальні, анальгетичні, в'язучі властивості. Ефірні олії активно використовуються в ароматерапії, косметології тощо [5, 6].

У даній роботі представлено результати дослідження впливу стресового чинника – рентгєнівського передпосівного опромінення насіння – на вміст вторинних метаболітів в екстрактах рослин шавлії лікарської (*Salvia officinalis* L.). Ідея роботи полягає в підборі доз, які стимулюють збільшення накопичення продуктів вторинного метаболізму в лікарській сировині (ЛС). Передпосівному опроміненню рентгєнівськими променями піддавалось повітряно-сухе насіння шавлії лікарської сорту 'Шанс', надане Лубенською Дослідною станцією лікарських рослин Інституту агроєкології і природокористування НААН України, та насіння виробника «Насіння України», яке реалізується в точках продажу насіння. Передпосівне опромінення насіння в дозах 5, 10, 15, 20, 25, 35 та 50 Гр здійснювали рентгєнівськими променями на апараті РУМ-17 за потужності дози 1,42 сГр/с (Національний Інститут раку, Київ, Україна). Подальше вирощування рослин з такого насіння проводилось в умовах відкритого ґрунту.

Екстракцію суми фенолів та флавоноїдів здійснювали мацерацією наважки подрібненого матеріалу в 70 % етанолі при 27 °С протягом 24 год, після чого екстракт піддавали обробці ультразвуком на ультразвуковій бані протягом 2 год. Отриманий екстракт центрифугували 10 хв при 14000 g, надосадову рідину відбирали і використовували для подальших експериментів.

Вміст розмаринової кислоти визначали методом високоефективної рідинної хроматографії (ВЕРХ). Аналіз проводили на високоефективному рідинному хроматографі Shimadzu HPLC10Avp (Shimadzu, Японія), на колонці Zorbax Eclipse (XDB-C18, 6 × 250 мм, 5 мкм, Agilent, США), доповненою передколонкою Waters Symmetry C8 (Waters Corporation, США). Використані елюенти – ацетонітрил та деіонізована вода з додаванням 1 % мурашиної кислоти, градієнт ацетонітрилу – з 10 % до 60 % за 43 хв. Температура термостату 40 °С, швидкість потоку 0,8 мл/хв, об'єм вколу 10 мкл. Загальна тривалість аналізу 48 хв. Довжина хвилі для аналізу отриманих піків – 318 нм.

Для визначення вмісту фенолів використовували метод Folin-Ciocalteu [Singleton & Rossi, 1965]. Метод заснований на взаємодії сполук, які мають фенольну групу, з реактивом Folin-Ciocalteu, в результаті чого формуються комплексні сполуки синього кольору, оптичну щільність яких вимірюють за довжини хвилі 760 - 765 нм. До 100 мкл етанольного екстракту надземної частини рослин фіттонії додавали 200 мкл 10 % в одного реактиву Folin-Ciocalteu і перемішували протягом 20 - 30 с. Далі додавали 800 мкл 7,5 % водного розчину Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> та залишали на 2 год при кімнатній температурі, після чого вимірювали оптичну щільність. В якості стандарту використовували ферулову кислоту, тому вміст фенолів виражали в міліграмах ферулової кислоти на грам сухої ваги.

Результати шести повторностей експерименту усереднювали та обробляли за допомогою стандартних засобів програми Microsoft Excel 2010 (Microsoft, США).

Діаграми, що відображають отримані результати вмісту фенольних сполук та розмаринової кислоти в екстрактах із лікарської сировини рослин шавлії лікарської, вирощених із насіння неопроміненого та опроміненого в різних дозах, представлено на рис. 1-3.

Рис. 1 демонструє дозову залежність вмісту розмаринової кислоти в екстрактах із ЛС рослин шавлії лікарської, вирощених із насіння «Насіння України», яке піддавали передпосівному опроміненню. Виявлено достовірне збільшення вмісту розмаринової кислоти в екстрактах дослідних рослин порівняно із контрольними у випадку застосування доз передпосівного опромінення 5 та 35 Гр на 10,7 % та 17,5 % відповідно. Для рослин шавлії лікарської, вирощених із насіння сорту 'Шанс', такого збільшення не спостерігалось – всі дослідні варіанти показали зменшений вміст розмаринової кислоти в екстрактах порівняно із контрольним варіантом (рис. 2).

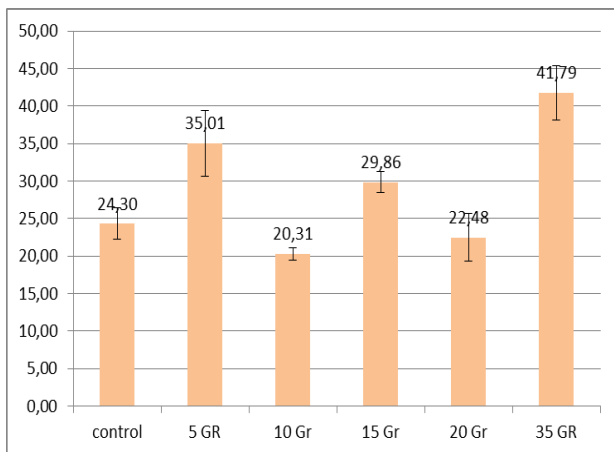


Рис. 1. Вміст розмаринової кислоти (мг/мл) у водно-етанольних екстрактах із лікарської сировини рослин шавлії лікарської «Насіння України», вирощених із опроміненого в різних дозах та неопроміненого насіння.

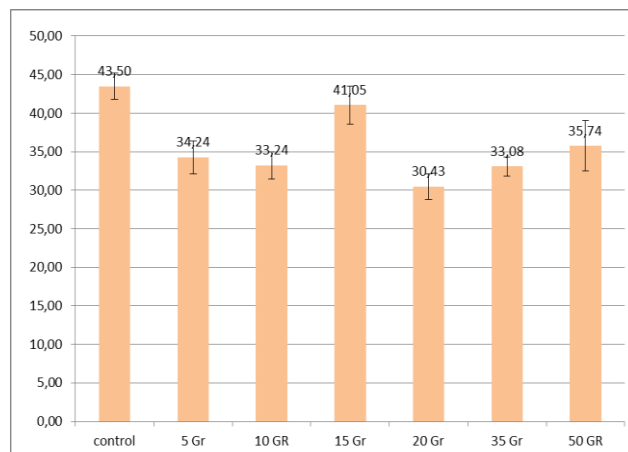


Рис. 2. Вміст розмаринової кислоти (мг/мл) у водно-етанольних екстрактах із лікарської сировини рослин шавлії лікарської, вирощених із опроміненого в різних дозах та неопроміненого насіння сорту 'Шанс'.

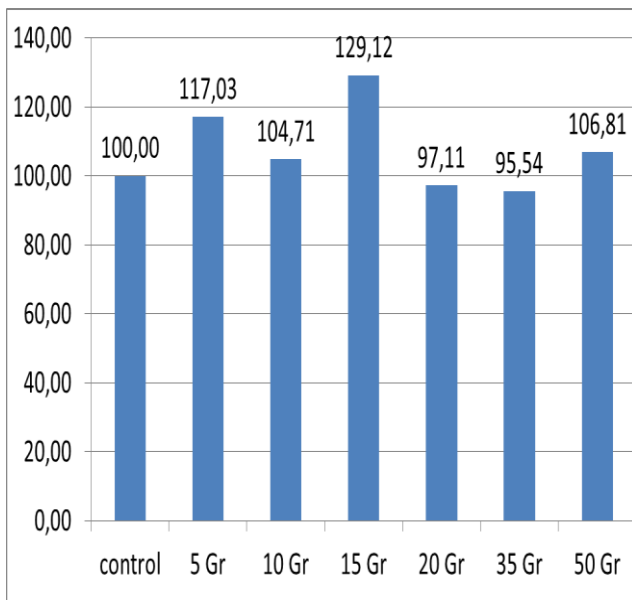


Рис. 3. Вміст фенольних сполук у водно-етанольних екстрактах із лікарської сировини рослин шавлії лікарської «Насіння України» та «Насіння України», вирощених із опроміненого в різних дозах насіння, у відсотках відносно контрольного варіанту.

Вміст фенольних сполук в екстрактах із ЛС рослин шавлії лікарської, вирощених із обох сортів насіння, у відсотках до контрольного варіанту представлена на рис. 3. Тут можна відзначити збільшення вмісту фенольних сполук в екстрактах із ЛС у випадку передпосівного опромінення насіння в дозах 5 та 15 Gr на 17 % та 29 % відповідно.

Узагальнюючи отримані результати, можна констатувати, що виявлено стимулюючий вплив передпосівного опромінення насіння в дозах 5 та 35 Gr на вміст розмаринової кислоти в екстрактах із ЛС рослин шавлії лікарської, вирощених із насіння торгової марки «Насіння України». Для рослин, вирощених із насіння шавлії лікарської сорту 'Шанс', не відзначено підвищення вмісту розмаринової кислоти у водно-етанольних екстрактах із ЛС. У той же час, для фенольних сполук збільшення вмісту в екстрактах із ЛС відзначалось для рослин, вирощених із обох сортів.

1. R. Ramasubramania. Medicinally potential plants of Labiatae (Lamiaceae) family: an overview. *Research Journal of Medicinal Plants* 6 (2012) 203.
2. M. Shanaida. Antioxidant activity of essential oils obtained from aerial part of some Lamiaceae species. *International Journal of Green Pharmacy* 12(3) (2018) 200.
3. K. Tzima, N. Brunton, D.K. Rai. Qualitative and quantitative analysis of polyphenols in Lamiaceae plants – a review. *Plants* 7(25) (2018).
4. M. Shanaida et al. Phenolic compounds of herbal infusions obtained from some species of the Lamiaceae family. *Current Issues in Pharmacy and Medical Sciences* 31(4) (2018) 194.
5. О.М. Кошовий. Фенольний склад деяких представників підроду *Sclarea* роду *Salvia*. *Актуальні питання фармацевтичної і медичної науки та практики* 3(10) (2012) 11.
6. M. Coisin et al. Phytochemical evaluation of some *Salvia* species from Romanian flora. *Analele Stiintifice ale Universitatii Biologie vegetala* 58(1) (2012) 35.
7. J. Dai, R.J. Mumper. Plant phenolics. *Molecules* 15(10) (2010) 7313.
8. V.L. Singleton, J.A. Rossi. Colorimetry of total phenolics with phosphomolybdic-phosphotungstic acid reagents. *Am. J. Enol. Vitic.* 16 (1965) 144.

## ВІДМІННОСТІ ГЕМАТО-ІМУНОЛОГІЧНИХ ПОКАЗНИКІВ У МЕШКАНЦІВ ЕКОКРИЗОВОГО РЕГІОНУ ДОНБАСУ В ПЕРІОД ПРОВЕДЕННЯ ОПЕРАЦІЇ ОБ'ЄДНАНИХ СИЛ

**О. Ракша-Слюсарева<sup>1</sup>, О. Слюсарев<sup>1</sup>, С. Босва<sup>1</sup>, М. Гоженко<sup>1</sup>, А. Рябко<sup>2</sup>, Н. Сєрих<sup>1</sup>,  
П. Коваленко<sup>1</sup>, І. Тарасова<sup>3</sup>, І. Маричев<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> *Донецький національний медичний університет, Лиман, Україна*

<sup>2</sup> *Комунальне некомерційне підприємство «Дитяче територіальне медичне об'єднання»  
Краматорської міської ради, Краматорськ, Україна*

<sup>3</sup> *ДУ «Інститут епідеміології та інфекційних хвороб імені Л. В. Громашевського НАМН», Київ, Україна*

Еколого-радіаційна ситуація, яка склалась у Донецькій області, пов'язана як із особливостями геологічної платформи Донбасу, розвитком гірничовидобувної, хімічної та металургічної промисловості, так і з аварією на ЧАЕС, була й продовжує залишатися складною та вимагає постійного дослідження [1]. Проведені гемато-імунологічні, неврологічні та соціопсихологічні дослідження показали, що сукупність комбінованої негативної дії факторів довкілля, частина яких пов'язана з воєнним конфліктом на території Донеччини, впливає на організм населення регіону й обумовлює зміни психонейроімунної регуляції, що можуть сприяти виникненню різних видів патологічних станів [2]. Це обумовлює необхідність, з одного боку, моніторингу основних систем організму, зокрема системи імунітету, та їхньої регуляції, а з іншого – розробки методів корекції виявлених порушень. Найбільш придатним для відновлення основних систем організму у широких мас населення є харчові дієтичні продукти з біологічно активною дією (ХДП БАД), але для фокусного застосування ХДП БАД необхідно визначення стану ланок психонейроімунної системи в окремих регіонах проживання та в окремих місцевостях регіонів [3]. Попередніми дослідженнями були встановлені як особливості психонейроімунної регуляції та її ланок у населення Донецького регіону загалом, так і їхні зміни після агресії РФ [4].

Метою даної роботи було визначення стану системи імунітету мешканців Донеччини в умовах ООС у 2020 - 2021 рр. і його можливих відмінностей у різних місцях проживання Донецького регіону залежно від особливостей негативних факторів природного, виробничого довкілля та наслідків руйнації в результаті військових дій на території області.

За раніше встановленими предикторами для оцінки зовнішніх і внутрішніх факторів впливу на імунну ланку психонейроімунної системи регуляції [5] проведено дослідження в умовно здорових осіб (УЗО) з екологічно несприятливих міст Донецького регіону. Обстежені, віком 18 - 26 років, були згруповані в групи за місцями проживання: м. Краматорськ (59 осіб) та м. Маріуполь (61 особа). У дослідженні використовувались гематологічні та імунологічні методи I рівня. Вміст гемоглобіну (Hb), еритроцитів визначали за допомогою гематологічних аналізаторів. Вміст лейкоцитів (Л) та елементів лейкограми визначали рутинними методами. Неспецифічна резистентність оцінювалась за вмістом паличкоядерних (ПН) та сегментоядерних (СН) нейтрофілів (Н), еозинофілів (Е) та моноцитів (М), а також за цитоморфологічними змінами цих клітин: кількістю ПН та СН із фрагментованим (ФЯН), набухлим (НЯХ), ворсинчастим (ВХ) ядром, гіперсегментованим (ГіперСЯ) та гіпосегментованим (ГіпоСЯ) ядром, із токсогенною зернистістю цитоплазми (ТЗ), а також моноцитів. Для оцінки стану імунної системи визначали вміст лімфоцитів (Лі) та природніх кілерів (ПК). При вивченні цитоморфологічних змін лімфоцитів визначали кількість розпадів Боткіна-Гумпрехта, вміст аберантних лімфоцитів (АбЛ), лімфоцитів у вигляді дзеркала з ручкою (ДРЛ), молодих форм лімфоцитів (МФЛ), ворсинчастих лімфоцитів (ВОЛ), витягнутих (ВитЛ), веретеноподібних (ВЛ), Ріддерівських лімфоцитів (РЛ), клітин з бобовидним ядром (БЯЛ) і ядром у вигляді сухого листа (СЛ), плазмоцитів (ПЛ), а також великих гранульованих лімфоцитів (ВГЛ). Приховану недостатність системи імунітету за показниками функціонально здатних і атипових лімфоцитів визначали за методом О. А. Ракші-Сюсарєвої та співавт., 2015. Отримані результати оброблялися методами варіаційної статистики і рангової кореляції з використанням РСЛ. Були використані програми «Statistica Windows» і пакет відповідних програм вимірювань.

Було встановлено, що стан показників системи імунітету у мешканців м. Маріуполя та м. Краматорська відрізняється як від загальних показників УЗО Донецького регіону, так і між собою. Середній вміст Hb в УЗО чоловіків – мешканців м. Краматорська (УЗОК) був вірогідно вищим, ніж у чоловіків – мешканців Маріуполя (УЗОМ) та показників PH та знаходився біля верхньої межі норми для чоловіків. У жінок УЗОК вміст Hb в середньому не відрізнявся від PH, але був значно, хоча і невірогідно вищим за показники УЗОМ. Середній вміст еритроцитів у чоловіків і жінок УЗОМ відпові-

дав РН. У чоловіків і жінок УЗОК середній вміст еритроцитів був вірогідно нижчим за показники УЗОМ та показники РН. При цьому у 56 % УЗОК загалом та 100 % чоловіків УЗОК вміст Нb перевищував верхні межі РН, а зниження вмісту Нb реєструвалось лише у 7 % обстежених, і виключно у жінок. У 58 % всіх УЗОК і 100 % УЗОК чоловіків реєструвався підвищений вміст еритроцитів. На відміну від цього, як у чоловіків, так і у жінок УЗОМ підвищені показники вмісту гемоглобіну і еритроцитів не зареєстровані, а у 10 % всіх обстежених і 100 % жінок реєструвалось зниження вмісту гемоглобіну нижче меж норми. Цитоморфологічні дослідження свідчили про наявність гіпохромної анемії у 61 % УЗОМ і 73 % УЗОК.

Вміст Л периферичної крові в УЗОК мав тенденцію до підвищення, порівняно з РН. Вміст Л в УЗОМ мав тенденцію до підвищення, порівняно з УЗОК, та був вірогідно вищим за показники РН. У 40 % УЗОМ та УЗОК вміст Л підвищувався, а у 10 % УЗОМ і 5 % УЗОК – був нижчим за показники РН. Серед показників неспецифічної резистентності звертало на себе увагу вірогідне збільшення гранулоцитів в УЗО з обох міст, порівняно з РН. В УЗО не виявлялись мієлоцити чи метамієлоцити. Підвищений вміст ПН реєструвався в 11 % УЗОК і 30 % УЗОМ. Вміст ПН в УЗОМ мав тенденцію до підвищення, порівняно з РН, та вірогідно перевищував показники в УЗОК. У 16,7 % УЗОК і 20 % УЗОМ реєструвався підвищений, а в 11,1 % УЗОК і 25 % УЗОМ – знижений вміст СН. Вміст СН в УЗО з обох міст мав тенденцію до підвищення, порівняно з показниками РН. У 50 % УЗОМ і 73 % УЗОК була збільшеною кількість клітинних розпадів, вміст яких суттєво та вірогідно переважав РН. Частота виявлення Н з ФЯН та ГіпоСЯ була значно вищою в УЗОМ, відповідно 44 % та 88,8 %, ніж в УЗОК, відповідно 20 % та 73,3 %. Частота реєстрації Н з НЯХ, ГіперСЯ, АД та ТЗ була вищою в УЗОК, відповідно 86,7 % 80 % та 33 % 100 %, порівняно з УЗОМ, відповідно 77,8 %, 33,3 %, 27,7 % та 94,4 %. Частота виявлення Н з ВХ не відрізнялась в УЗОК та УЗОМ і становила 100 %. Вміст нейтрофілів з такими цитоморфологічними змінами нейтрофілів, як ФЯН, НЯХ, ВХ, ТЗ, ГіперСЯ та ГіпоСЯ значно та вірогідно перевищували показники РН. Вміст таких цитоморфологічних змін ПН та СН, як НЯХ, ВХ, ТЗ, ГіперСЯ в УЗОК мав значну тенденцію до збільшення, порівняно з УЗОМ. Підвищений вміст еозинофілів виявлявся в 16,7 % УЗОК і у 20 % УЗОМ. Вміст еозинофілів мав тенденцію до підвищення в УЗОМ при співвідношенні з УЗОК, але не виходив за межі РН. У 16,7 % УЗОК і 55 % УЗОМ реєструвались базофіли. Середній вміст їх в УЗОМ значно та вірогідно перевищував такий в УЗОК. М виявлялись в усіх УЗО з обох географічних точок. Підвищений вміст М реєструвався у 20 % УЗОМ і лише у 5,5 % УЗОК. Середній вміст їх в обох групах УЗО значно та вірогідно перевищував показники РН. Вміст М в УЗОМ мав тенденцію до збільшення, порівняно з УЗОК. У 33,3 % УЗОМ і 13,3 % УЗОК виявлено активовані моноцити. Середній вміст Лі майже не відрізнявся в УЗОК і УЗОМ і відповідав РН. Але при цьому у контингентів УЗОК і УЗОК встановлені значні різноспрямовані зміни в показниках імунної системи, більш виражені в УЗОМ. Так, у 30 % УЗОМ і 5,5 % УЗОК зареєстровано зниження вмісту лімфоцитів. Збільшення вмісту лімфоцитів також частіше спостерігалось серед контингенту УЗОМ – 40 %, порівняно з УЗОК – 22 %. Кількість розпадів Боткіна-Гумпрехта в УЗО з обох груп не перевищувала показників РН, але в УЗОМ вона була вірогідно вищою, порівняно з УЗОК. Лі із змінами, подібними до АбЛ, ВолЛ, ВитЛ в периферичній крові УЗОМ та УЗОК не були виявлені. Вміст Лі з такими цитоморфологічними особливостями, як ДРЛ, МФЛ, ВЛ, РЛ, БЯЛ, СЛ, ПЛ, ВГЛ, значно й вірогідно переважав показники РН. При цьому, за виключенням клітин ДРЛ та ВЛ, вміст їх в УЗОМ значно й вірогідно переважав такий в УЗОК. Наявність прихованої недостатності системи імунітету встановлена у 61,1 % УЗОМ і 46,6 % УЗОК. Частота виявлення природних кілерів становила в УЗОК 33,3 %, а в УЗОМ – 55 %. Середній вміст їх значно переважав показники РН, але не відрізнявся в групах УЗОК та УЗОМ.

Отримані результати свідчать про необхідність імунологічної паспортизації різних за екологічним станом регіонів Донбасу та України та розробки і підбору адекватної корекції для відновлення порушень основних систем організму у широких мас населення.

1. О.А. Ракша-Слюсарєва. Вісник ДонГУЕТ 4(24) (2004) 27.
2. О.А. Ракша-Слюсарєва. Донецький вісник Наукового товариства ім. Шевченка 14 (2006) 102.
3. О.А. Ракша-Слюсарєва. *Харчові добавки* (Донецьк: ЛАНДОН-XXI, 2014) 549 с.
4. М.М. Gozhenko et al. In: Proc. of the Int. Sci. Conf. "Medicine under the modern conditions of integration development of European countries", Lublin, Republic of Poland, May 10 - 11, 2019 (Izdevnieciba: "Baltija Publishing", 2019) p. 55.
5. O.A. Raksha-Slusareva et al. Scientific Research of the XXI Century 1 (2021) 162.

## ДОСЛІДЖЕННЯ ЕФЕКТІВ МАЛИХ ДОЗ РАДІАЦІЇ В НАТУРНИХ ЕКСПЕРИМЕНТАХ

**Н. К. Родіонова, А. І. Липська, Н. М. Рябченко,  
О. Б. Ганжа, О. О. Бурдо, В. А. Шитюк, В. І. Ніколаєв**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

В умовах широкомасштабного техногенного радіонуклідного забруднення навколишнього середовища зі збільшенням радіаційного навантаження на біосферу надзвичайно актуальною стає оцінка біологічних ефектів малих доз радіації. Особлива увага цим дослідженням приділяється в останні десятиріччя, після радіаційних аварій на ЧАЕС та Фукусімі. На сучасному етапі проблема малих доз хронічного опромінення трансформується в проблему «малих потужностей» доз, що потребує урахування кумулятивної дози, оцінки відносної біологічної ефективності, радіонуклідного спектру, індивідуальних реакцій опроміненого організму, а також визначення ризику розвитку патологічних змін у поколіннях. Незважаючи на багаторічні дослідження, залишаються дискусійними не тільки різні гіпотези та концепції, що стосуються дії малих доз опромінення, але й саме кількісне визначення малих доз. Не існує загальноприйнятого науково-обґрунтованого визначення інтервалу малих доз іонізуючого опромінення для різних видів живих організмів, в тому числі і людини. Це обумовлено різною природною радіостійкістю окремих видів. На сьогодні немає єдиної точки зору на біологічні наслідки впливу малих доз радіації, можна виділити принципово дві полярні точки зору, а саме: радіаційного гормезису та безпорогову. Аналіз наукової літератури свідчить, що не існує наукових даних на користь однієї з теорій, що, безумовно, підкреслює актуальність досліджень біологічних ефектів іонізуючого опромінення в малих дозах. Власний досвід роботи та наявні дані літератури вказують на високу значущість натурних експериментальних досліджень із використанням біоіндикаторних видів мишоподібних гризунів, що дають змогу оцінити реальний вплив малих доз іонізуючого опромінення в поколіннях, прогнозувати віддалені наслідки та проводити більш об'єктивну екстраполяцію отриманих медико-біологічних даних на людину.

Метою даної роботи було дослідження особливостей функціонування кровотворної системи мишоподібних гризунів за впливу малих доз іонізуючого опромінення.

Об'єкт дослідження – кровотворна система нориці рудої (*Myodes glareolus*).

У дослідженнях використовували методи: польових радіоекологічних досліджень, радіометричні,  $\gamma$ - $\beta$ -спектрометричні, гематологічні, цитогенетичні.

Дослідження проводили в межах Чорнобильської зони відчуження на моніторинговому полігоні, що знаходиться на відстані 25 км від аварійного блоку. Потужність експозиційної дози  $\gamma$ -випромінювання становила 0,15 - 0,25 мкЗв/год. За результатами спектрометричних досліджень проб ґрунту з дослідного полігону визначено щільність забруднення території радіонуклідами:  $^{137}\text{Cs}$  – 3,0 - 25 кБк/м<sup>2</sup>,  $^{90}\text{Sr}$  – 0,8 - 1,5 кБк/м<sup>2</sup>. Вміст інкорпорованих радіонуклідів у тушках тварин:  $^{137}\text{Cs}$  – 1,1 - 1,9 кБк/кг,  $^{90}\text{Sr}$  – 0,2 - 0,4 кБк/кг. Дози внутрішнього опромінення дослідних тварин за рахунок основних дозоутворюючих радіонуклідів не перевищували 10 мкГр/доба.

Важливе значення у дослідженнях малих доз радіації приділяється вивченню параметрів системи крові, оскільки вона є лабільною системою та здатна швидко реагувати на зміни, що відбуваються в опроміненому організмі. Для з'ясування загального стану нориць було проведено морфологічні дослідження периферичної крові, зокрема визначення кількості лейкоцитів і співвідношення їхніх окремих форм, результати представлені в таблиці.

Із представлених даних видно, що у нориць, які мешкали на території з відносно низьким рівнем радіонуклідного забруднення, що незначно перевищував фонові радіаційні значення умовно чистих регіонів, є суттєві відмінності в показниках системи крові від контрольних тварин. Виявлено достовірне зниження кількості еритроцитів на 42 % та збільшення вмісту лейкоцитів на 51 %. На дисбаланс у системі крові вказують і зміни у співвідношенні окремих форм лейкоцитів. За даними аналізу лейкограми встановлено зниження вмісту клітин гранулоцитарного ряду (нейтрофілів, еозинофілів) як у відсотковому, так і абсолютному значеннях, а наявний лейкоцитоз був зумовлений збільшенням абсолютного вмісту лімфоцитів у периферичній крові.

У групі опромінених тварин реєстрували відхилення від типового для контрольної популяції розподілу гематологічних показників: появу значної кількості тварин з низькими та високими значеннями вмісту лейкоцитів ( $2,5 - 7,5 \cdot 10^9/\text{л}$ ), еритроцитів ( $5,2 - 9,9 \cdot 10^{12}/\text{л}$ ), лімфоцитів ( $2,0 - 5,8 \cdot 10^9/\text{л}$ ). Коефіцієнт варіації за окремими показниками змінювався в межах 36-55 %, на відміну від контролю (9 - 15 %).



### Гематологічні показники нориці рудої

Показник	Полігон		Показник	Полігон	
	Дослідний	Контрольний		Дослідний	Контрольний
Еритроцити, $10^{12}/л$	$7,77 \pm 0,50^*$	$11,07 \pm 0,24$	Моноцити, % $10^9/л$	$3,76 \pm 0,31$ $0,16 \pm 0,02^*$	$2,50 \pm 0,43$ $0,07 \pm 0,01$
Лейкоцити, $10^9/л$	$4,27 \pm 0,37^*$	$2,83 \pm 0,12$	Лімфоцити, % $10^9/л$	$79,82 \pm 1,32$ $3,39 \pm 0,29^*$	$71,0 \pm 2,58$ $2,02 \pm 0,11$
Нейтрофіли, % $10^9/л$	$13,17 \pm 0,61^*$ $0,57 \pm 0,06$	$22,60 \pm 2,37$ $0,64 \pm 0,08$	Лімфоцити малі, % $10^9/л$	$44,65 \pm 1,10$ $1,91 \pm 0,18$	$54,00 \pm 1,64$ $1,54 \pm 0,08$
Нейтрофіли ПЯ, % $10^9/л$	$3,94 \pm 0,62$ $0,18 \pm 0,03$	$4,17 \pm 0,65$ $0,12 \pm 0,02$	Лімфоцити великі, % $10^9/л$	$35,17 \pm 0,95^*$ $1,48 \pm 0,12^*$	$17,00 \pm 1,30$ $0,48 \pm 0,03$
Нейтрофіли СЯ, % $10^9/л$	$9,24 \pm 0,8^*$ $0,36 \pm 0,05^*$	$20,67 \pm 2,44$ $0,59 \pm 0,07$	Індекс ядерного зсуву	$0,69 \pm 0,24^*$	$0,20 \pm 0,02$
Еозинофіли, % $10^9/л$	$0,88 \pm 0,024^*$ $0,04 \pm 0,02^*$	$4,0 \pm 1,41$ $0,11 \pm 0,04$	Індекс адаптації (Гаркаві)	$10,74 \pm 1,59^*$	$4,05 \pm 0,67$
Базофіли, % $10^9/л$	$0,33 \pm 0,12$ $0,01 \pm 0,005$	–	Індекс імунореактивності	$24,42 \pm 2,34$	$38,23 \pm 9,08$

\* – достовірність відносно даних контролю ( $p < 0,05$ ).

Наявність суттєвих змін реактивної здатності у тварин, які постійно мешкають в умовах низькодозового радіонуклідного опромінення, яскраво демонструють лейкоцитарні індекси – індекс ядерного зсуву, індекс адаптації (Гаркаві) та індекс імунореактивності, які представляють інтегрально-математичне значення та надають можливість провести комплексну оцінку стану організму. Індекс ядерного зсуву у дослідних тварин був збільшений утричі внаслідок переважання в периферичній крові молодих форм нейтрофілів, що є наслідком порушення процесів дозрівання клітин гранулоцитарного ряду в кісткового мозку.

В якості сигнального показника адаптаційних реакцій використовували відносний вміст лімфоцитів, розраховували індекс адаптації. У опромінених малими дозами тварин значення цього індексу було значно нижчим відносно контролю, що є свідченням стресорної реакції та зниження адаптаційних можливостей організму. Наряду з цим у тварин спостерігали зниження неспецифічної імунологічної реактивності згідно із значеннями індексу імунореактивності порівняно з контрольними.

Аналіз мієлограм дослідних тварин показав, що хронічна дія малих доз іонізуючого випромінювання призводить до порушень процесів проліферації в усіх ростках кровотворення, помірного зниження вмісту клітин в еритроцитарному та суттєвого – у гранулоцитарному рядах порівняно з даними контролю. Проте, слід зазначити, що у нориць, які мешкали в умовах хронічного опромінення малими дозами радіації, на фоні зниження загальної кількості клітин кісткового мозку співвідношення молодих та зрілих форм знаходилось у межах контролю.

Про те, що за дії малих доз радіації існують ризики підвищення генетичних порушень свідчать дані цитогенетичних досліджень. У проведеному досліді цитогенетичні ефекти за дії малих доз радіації вивчали за частотою поліхроматофільних еритроцитів (ПХЕ) з мікроядрами (МЯ) у кістковому мозку. Середньогрупове значення спонтанної частоти ПХЕ з МЯ у тварин контрольної групи становило  $3,8 \pm 0,3$ , тоді як у нориць із дослідного полігону –  $6,1 \pm 0,5$  на 1000 проаналізованих клітин. Слід відзначити, що достовірної статистичної різниці середнього значення цього показника між цими групами не виявлено. Індивідуальні значення у тварин із дослідного полігону коливались у діапазоні 2,0 - 13,5 % ПХЕ з МЯ; у 31 % тварин значення частоти ПХЕ з МЯ знаходились у межах контролю. Міжіндивідуальна варіабельність показника також була високою: коефіцієнт варіації становив 43 % порівняно з 15,4 % у контролі.

Отже, у результаті проведених досліджень виявлено особливості реакційних та патологічних змін у системі кровотворення за впливу малих доз іонізуючого випромінювання – висока варіабельність гематологічних та цитогенетичних показників, що зумовлена різною індивідуальною радіочутливістю тварин природних популяцій. Виявлені порушення кореляційних взаємозв'язків між різними показниками системи крові свідчать про якісні зміни стану популяцій мишоподібних гризунів у результаті тривалого перебування на радіоактивно забруднених територіях.

# СТАН ГЕМОПОЕТИЧНОЇ СИСТЕМИ МИШЕЙ BALB/C ЗА УМОВ ГОСТРОЇ ТА ТРИВАЛОЇ ДІЇ ІОНІЗУЮЧОЇ РАДІАЦІЇ

**І. З. Рвссу, Н. М. Білько**

*Національний університет «Києво-Могиланська академія», Київ, Україна*

Іонізуюча радіація при взаємодії із живими системами здатна зумовити множинні зміни на всіх рівнях їхньої організації – молекулярному, клітинному, на рівні тканин, органів та систем. На сьогодні імовірність впливу радіації на організм людини зростає у зв'язку із її широким застосуванням у багатьох галузях промисловості та у медицині. А отже, доцільною є розробка нових актуальних моделей опромінення лабораторних тварин та пошук нових підходів для вивчення наслідків дії іонізуючої радіації; у першу чергу це стосується найбільш радіочутливих систем організму. Метою даної роботи була оцінка стану кровотворної системи мишей Balb/C за умов гострого та тривалого зовнішнього опромінення у дозі близько 0,2 Гр.

Дослідження було проведено із використанням мишей лінії Balb/C; моделі опромінення розроблено в Інституті проблем безпеки атомних електростанцій НАН України. Першу групу тварин склали миші, які були піддані зовнішньому одноразовому гострому опроміненню у дозі 0,19 Гр протягом 4 год; друга група – це зовнішнє довготривале опромінення протягом близько 6 місяців у дозі 0,24 Гр; третя група – контрольна. Зовнішнє гостре опромінення першої групи здійснювали шляхом розміщення кліток із тваринами на джерелах, які містили матеріали, що еманують  $\beta$ - і  $\gamma$ -випромінювання; в основному це був цезій-137. Для другої групи тварин опромінення забезпечувалося плоскими брикетами, що містили зразки ґрунту з «гарячими» частинками.

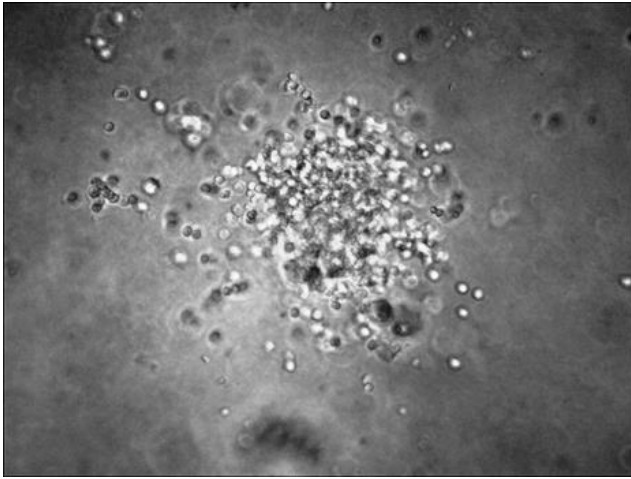
Для цитологічних досліджень здійснювали забір периферійної крові експериментальних тварин із хвостової вени; кістковий мозок отримували із стегнових кісток після евтаназії тварин. Препарати-мазки готували на попередньо знежирених скельцях за стандартною методикою, висушували та забарвлювали за Романовським-Гімза. Отримання мононуклеарів для культивування відбувалося шляхом забору крові при пункції серця та її центрифугування на градієнті щільності. Отримані клітини переносили у живильне середовище RPMI-1640 із додаванням 10 % фетальної телячої сироватки, 1 % L-глутаміну (220 мМ/мл), антибіотиків (розчин пеніциліну-стрептоміцину) та готували суспензію, змішуючи її із агаром у кінцевій його концентрації 0,33 %. Підготовлена таким чином суспензія вважалася готовою до культивування.

Культуральні дослідження проводили із використанням дифузійних камер [1], у які вносили суспензію клітин у середовищі, що в подальшому імпантувалися у черевну порожнину наркотизованих мишей-реципієнтів. Культивування тривало 11 діб, після чого камери вилучали та оцінювали їхній вміст під інвертованим мікроскопом.

Вивчення морфологічних особливостей гемопоетичних клітин опромінених тварин обох груп дозволило виявити такі наслідки дії іонізуючої радіації, як дегрануляція, вакуолізація цитоплазми, а також гіперсегментація ядра та, загалом, поява значної кількості апоптотичних клітин. У крові мишей Balb/C спостерігалася значна кількість атипових форм еритроцитів, а саме, ехіоцитів та акантоцитів.

Дослідження гемограми показало, що характерними кількісними змінами у периферійній крові опромінених тварин обох груп були значне зниження кількості лімфоцитів, еозинофілія, а також поява клітин-попередників (мієлоцитів та метамієлоцитів). При цьому були наявні деякі відмінності між обома групами тварин. Зокрема, у групі одноразового гострого опромінення, на відміну від довготривалого, не було виявлено суттєвого зниження кількості сегментоядерних нейтрофілів. Крім того, у другій групі спостерігали зростання кількості моноцитів.

Поява гемопоетичних клітин-попередників у периферійній крові, про яку свідчили цитологічні препарати, була передумовою для подальшого вивчення у культуральній системі *in vivo* мононуклеарів, виділених із крові лабораторних тварин. Отримані у культурі агрегати, що склалися із сорока і більше клітин та вважалися колоніями, є свідченням того, що серед виокремлених клітин периферійної крові опромінених тварин були присутні клітини-попередники, що володіють потенціалом до колонієутворення (рисунок). У нормі таке явище зазвичай відсутнє, проте, очевидно, опромінення стимулювало вихід незрілих клітин із кісткового мозку у кров. Слід зазначити, що подібні процеси були наявні при внутрішньому довготривалому опроміненні щурів Wistar [2], а також у дослідженнях периферійної крові осіб, опромінених у результаті аварії на Чорнобильській АЕС [3].



Гранулоцитарно-макрофагальна дифузна колонія у культурі мононуклеарів периферійної крові мишей Balb/C у дифузійних камерах *in vivo*. Інвертований мікроскоп, зб.  $\times 200$ .

Дослідження мієлограми опромінених тварин дозволило виявити, що у їхньому кістковому мозку були наявні суттєві зміни у співвідношеннях між різними типами клітин порівняно з контролем. Зокрема, у опромінених групах спостерігалася підвищена кількість мієлоцитів, значна еозінофілія, а також знижена кількість лімфоцитів та суттєве зниження кількості еритробластів.

Загалом можна стверджувати, що гостре одноразове опромінення мишей у дозі 0,19 Гр, що вважається порівняно низькою дозою для мишей, зумовлювало ряд змін у гемопоетичній системі лабораторних тварин, проте вони були виражені меншою мірою, порівняно із другою групою тварин. У той же час, довготривале опромінення експериментальних тварин у дозі 0,24 Гр спричиняло суттєве ураження їхньої гемопоетичної системи, оскільки в даному випадку постійний вплив іонізуючої радіації зумовлював виснаження із часом компенсаторних реакцій системи кровотворення, що в результаті призвело до зниження здатності до поділу та самовідтворення клітин-попередників, а також порушення диференціювання клітин. Внаслідок цього спостерігалася значна кількість патологічних форм клітин у периферійній крові та кістковому мозку, радіаційно-індуковані кількісні порушення у гемограмі та мієлограмі, а також поява клітин-попередників гемопоезу, що циркулюють у крові опромінених тварин.

1. N.M. Bilko, D.I. Bilko. Springer (2008) 201.
2. І.З. Борбуляк. Вісник ЛНУ ім. Т. Шевченка 24 (2010) 16.
3. N.M. Bilko et al. Exp. Oncol. 38(4) (2016) 242.

## ЦИТОГЕНЕТИЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ІНДИКАТОРНИХ ВИДІВ МИШОПОДІБНИХ ГРИЗУНІВ З ТРАНСФОРМОВАНИХ БІОЦЕНОЗІВ ВОДОЙМИ-ОХОЛОДЖУВАЧА ЧАЕС

**Н. М. Рябченко, А. І. Липська, О. О. Бурдо, Н. К. Родіонова, О. Б. Ганжа**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Показники соматичного мутагенезу у представників індикаторних видів дрібних ссавців Чорнобильської зони відчуження активно досліджувались вітчизняними та зарубіжними фахівцями у перші роки після аварії та протягом наступних десятиліть минулого століття. Проте станом на цей час відсутні переконливі дані щодо популяційно-генетичних наслідків хронічного опромінення низької потужності у представників індикаторних видів дрібних ссавців. Одержані нами дані свідчать про фізіологічну та генетичну нестабільність системи крові у мишоподібних гризунів із територій Чорнобильської зони відчуження з різним рівнем радіоактивного забруднення. Зокрема, у досліджених тварин у віддалений період після аварії реєструється нестабільність хромосомного апарату соматичних клітин – одна з основних фенотипових ознак радіаційно-індукованої нестабільності геному.

У відділі радіобіології та радіоекології Інституту ядерних досліджень НАН України вперше здійснено цитогенетичний моніторинг у елементарних популяціях індикаторних видів мишоподібних гризунів на ділянках осушеного ложа водойми-охолоджувача ЧАЕС, в умовах заміщення водної екосистеми на наземну. Радіоекологічні умови на цих ділянках формуються за рахунок донних відкладень з високим вмістом паливних частинок та їхньої поступової деструкції, що призводить до зміни біодоступності радіонуклідів паливної матриці у ланцюзі «грунт - рослина - тварина». Разом з тим, на осушених ділянках ложа водойми-охолоджувача спостерігається інтенсивне формування наземних фітоценозів, що сприяє міграції та розмноженню дрібних ссавців із прилеглих територій, насамперед мишоподібних гризунів.

*Метою роботи* було оцінити рівні цитогенетичних порушень в клітинах кісткового мозку у мишоподібних гризунів із біоценозів, що зазнали трансформації внаслідок осушення ложа водойми-охолоджувача ЧАЕС.

*Матеріали і методи.* Об'єктом дослідження були представники родин мишоподібних гризунів *Rodentia Muroidea*: нориця руда (*Myodes glareolus* (Schreber, 1780)) та мишак жовтогорлий (*Apodemus flavicollis* (Melchior, 1834)), що є доміантними видами на всій території Чорнобильської зони відчуження. Відлов тварин здійснювали на таких дослідних полігонах: 1 – територія берегової лінії водойми-охолоджувача до проведення гідротехнічних робіт; 2 – осушене дно гарячої частини водойми-охолоджувача ЧАЕС, що межує з північною частиною розподільчої дамби.

Цитогенетичну оцінку здійснювали за частотою поліхроматофільних еритроцитів (ПХЕ, ретикулоцитів) із мікроядрами (МЯ) (у перерахунку на 1000 ПХЕ) методом протокової цитометрії. Клітини кісткового мозку із стегнової кістки тварин фіксували та фарбували акридиновим оранжевим для аналізу на протоковому цитофлуориметрі EPICS XL (Beckman Coulter, США, ЦККП НАН України Інституту біохімії НАН України).

*Результати досліджень.* Виявлено суттєві відмінності у накопиченні радіонуклідів у тварин із різних полігонів та видів. Одержані дані свідчать, що у нориці рудої з полігону 1 вміст інкорпорованих радіонуклідів  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{90}\text{Sr}$  вищий, ніж у особин мишака жовтогорлого. У тварин із полігону 1 середньогрупові значення концентрації радіонуклідів у тілі нориць становили:  $^{137}\text{Cs}$  –  $3,12 \pm 0,67$ ,  $^{90}\text{Sr}$  –  $32,67 \pm 3,21$ ; у мишака жовтогорлого  $^{137}\text{Cs}$  –  $1,04 \pm 0,71$ ;  $^{90}\text{Sr}$  –  $13,63 \pm 6,54$  кБк/кг. На полігоні 2 рівні накопичення  $^{137}\text{Cs}$  у тварин були у 2 рази вищими, ніж у тварин, що мешкали на полігоні 1, а вміст  $^{90}\text{Sr}$  у скелеті був значно меншим. Дослідні тварини з полігону 2 мали такі концентрації радіонуклідів: у тілі нориці рудої  $^{137}\text{Cs}$  –  $6,11 \pm 3,01$ ,  $^{90}\text{Sr}$  –  $1,26 \pm 0,49$ ; у мишака жовтогорлого  $^{137}\text{Cs}$  –  $7,93 \pm 2,82$  кБк/кг та  $^{90}\text{Sr}$  –  $0,43 \pm 0,12$  кБк/кг. Реєстрували індивідуальну варіабельність та міжвидові особливості у накопиченні радіонуклідів у тварин, які мешкали на території одного полігону. Варіації вмісту радіонуклідів у різних видів мишоподібних можуть бути зумовлені як змінами в активності добового раціону тварин, специфікою харчування, поведінкою у природних умовах, особливостями розподілу популяції в біогеоценозі, так і генетично детермінованими факторами, що зумовлюють радіочутливість виду.

Порівняльний аналіз частоти ПХЕ з мікроядрами (МЯПХЕ) виявив статистично значущі відмінності у частоті МЯПХЕ у групах тварин обох видів з різних полігонів водойми-охолоджувача відносно контролю. У нориці рудої з полігонів 1 та 2 середньогрупова частота МЯПХЕ вірогідно перевищува-

ла контрольні значення, проте не відрізнялась між полігонами, спостерігалась лише тенденція до більш підвищеної частоти МЯПХЕ на полігоні 1. При цьому у тварин виявлено найвищий вміст  $^{90}\text{Sr}$  –  $32,67 \pm 3,21$  кБк/кг у скелеті. У нориць з полігону 2 вміст  $^{90}\text{Sr}$  у скелеті був істотно нижчим ( $1,26 \pm 0,49$  кБк/кг) на фоні концентрації  $^{137}\text{Cs}$  у 6 разів вищої, ніж у тварин з полігону 1, проте це не позначилось на рівні цитогенетичних аномалій у клітинах кісткового мозку.

У нориці рудої не виявлено вірогідної різниці досліджуваного показника між самцями та самицями ( $13,1 \pm 1,8$  % та  $10,6 \pm 3,9$  %, відповідно). На полігоні 1 та 2 не виявлено вірогідної різниці за частотою МЯПХЕ між статевозрілими та статевонезрілими тваринами; на полігоні 1 ця різниця спостерігалась лише на рівні тенденції ( $13,8 \pm 2,8$  % та  $9,2 \pm 1,2$  %, відповідно).

Аналогічно, частота МЯПХЕ у мишака жовтогорлого з полігонів 1 і 2 вірогідно перевищувала контрольні показники та не відрізнялась між собою. Частота МЯПХЕ у самців і самок мишака жовтогорлого вірогідно не відрізнялась і становила  $8,5 \pm 2,8$  % та  $8,0 \pm 2,4$  %, відповідно. Вірогідна різниця між показниками у статевозрілих та статевонезрілих тварин із обох полігонів також не спостерігалась.

Виявлено тенденцію до видоспецифічності рівня цитогенетичних аномалій в умовах радіаційного забруднення: у нориці рудої на полігоні 1, де потужність експозиційної дози була істотно вищою і становила 290 - 510 мкР/год, частота МЯПХЕ була вірогідно вищою за відповідний показник у мишака жовтогорлого. На полігоні 2, де потужність експозиційної дози була у 3,5 раза нижчою і становила 80 - 163 мкР/год, цей зв'язок спостерігався на рівні тенденції.

Таким чином, вперше виконано цитогенетичне дослідження біоіндикаторних видів мишоподібних гризунів в умовах трансформації водної екосистеми внаслідок осушення водойми-охолоджувача ЧАЕС. У тварин із дослідних полігонів водойми-охолоджувача зареєстровано підвищену частоту цитогенетичних аномалій у клітинах кісткового мозку та їхню високу міжіндивідуальну варіабельність порівняно з даними контрольної групи. Можна припустити, що на формування та маніфестацію хромосомної нестабільності в процесі адаптації тварин до хронічної радіаційної дії впливають як зміни радіоекологічних умов довкілля, так і зміни основних екологічних характеристик популяцій (як то міграційна активність, щільність популяції, харчовий раціон тощо) дрібних ссавців в умовах трансформації радіоактивно забруднених екосистем.

## ОСОБЛИВОСТІ ГЕНОМНОЇ НЕСТАБІЛЬНОСТІ ПРИ РЕНТГЕНІВСЬКОМУ І УФ-С ОПРОМІНЕННІ РОСЛИН

Д. О. Соколова, Т. В. Галич, О. П. Кравець

*Інститут клітинної біології та генетичної інженерії НАН України, Київ, Україна*

*Мета* – дослідження радіаційно-індукованої нестабільності геному (РІНГ) протягом онтогенезу рослини за умов передпосівного рентгенівського та УФ-С опромінення сухого насіння двох генотипів ромашки лікарської.

*Вступ.* Геном клітини є головною мішенню радіаційного впливу. Вивчення ефектів малих доз на різних біологічних системах виявило появу множинних генетичних ушкоджень за умов прямої чи непрямой дії опромінення, явища, яке увійшло в наукову термінологію під назвою радіаційно-індукованої нестабільності ДНК [1]. За сучасними уявленнями, радіаційно-індукована нестабільність геному (РІНГ, RIGI) – це виникнення *de novo* множинних генетичних ушкоджень у значній кількості (до 30 %) нащадків опромінених клітин. РІНГ передається багатьом поколінням клітин, при цьому зміни в генетичному матеріалі клітин дочірніх поколінь відрізняються від пошкоджень материнських клітин, тобто мають *неклональний характер*. РІНГ, що є прикладом відкладеного у часі непрямой ушкодження ДНК клітини, супроводжується підвищенням рівня активних форм кисню, активацією мобільних елементів та іншими епігенетичними перебудовами [2].

*Матеріал і методи.* Дослідження в умовах вегетаційного досліду проведено на двох генотипах ромашки аптечної – сорту Перліна Лісостепу (ПЛ), української селекції, та її мутанту. Мутант отримано шляхом обробки гербіцидом Раундап МАКС 450 г/л гліфосату у кислотному еквіваленті 551 г/л. Норма внесення – 2 л/га (2 л на 250 л води). Сухе насіння піддавали опроміненню рентгенівським та УФ-С випромінюванням. Опромінення ультрафіолетом здійснювали в дозах 5, 10, 15 кДж/м<sup>2</sup>. Опромінення рентгенівським випромінюванням проводили на рентгенівській установці РУМ-17 (Росія) при дозах 5, 10, 15 Гр, потужність дози 1,42 сГр/с. ДНК виділяли з вегетативної маси рослин у фазі цвітіння, використовуючи набір реагентів ZymoResearch (Quick-DNA Plant/Seed Miniprep Kit) згідно з протоколом фірми-виробника. Перевірку нативності виділеної ДНК проводили в 1,7 % агарозному гелі з ТБЕ-буфером за присутності бромистого етидія та візуалізували на UV-транслюмінаторі. Як маркер молекулярної маси використовували GeneRuler 50 bp. Для проведення ПЛР використовували два типи праймерів: ОРА (ОРА-01, ОРА-02, ОРА-03, ОРА-04, ОРА-05, ОРА-06, ОРА-07, ОРА-08, ОРА-09, ОРА-10) та ISSR (ISSR 5, ISSR 807, ISSR 810, ISSR 825, ISSR 826, ISSR 24, ISSR 834, ISSR 842) («Metabion», Німеччина) і готову суміш реагентів для ампліфікації ДНК PCR MIX 2x-R («Neogene», Україна). Оцінка прояву нестабільності геному проведена за показником «відсоток поліморфних смуг».

Дозову залежність відсотку поліморфних смуг для рентгенівського опромінення наведено на рис. 1. У випадку застосування RAPD-праймерів графік дозової залежності відсотку поліморфних смуг носить нелінійний характер як для Перлини Лісостепу, так і для її мутанта. Для ПЛ спостерігається значне зростання відсотку поліморфних смуг у діапазоні малих доз (0 - 5 Гр), при цьому за подальшого зростання дози в діапазоні 5 - 15 Гр графік вирівнюється. Для мутанта має місце стрімкий ріст показника у діапазоні 0 - 5 Гр, спадання при 5 - 10 Гр і знову зростання при 10 - 15 Гр. У варіанті із застосуванням ISSR-праймерів графік дозової залежності відсотку поліморфних смуг носить нелінійний характер як для ПЛ, так і для її мутанта. Для сорту ПЛ спостерігається значне зростання відсотку поліморфних смуг у діапазоні доз (0 - 10 Гр), при подальшому зростанні дози в діапазоні 10 - 15 Гр має місце повільне спадання цього показника. У випадку мутанта спостерігається значне зростання відсотку поліморфних смуг у діапазоні 0 - 5 Гр, відсутність різниці в діапазоні 5 - 10 Гр і стрімке спадання при 10 - 15 Гр.

Проведений аналіз ампліконів, отриманих з RAPD- та ISSR-ПЛР показав, що після опромінення іонізуючим випромінюванням Перлини Лісостепу з'являються амплікони, які присутні в контрольному варіанті мутанту: 800 п.н. (ОРА-04); 700, 100 п.н. (ОРА-05); 1000, 1100 п.н. (ОРА-07); 550, 600 п.н. (ОРА-08); 650, 1200 п.н. (ОРА-10); 150, 300 п.н. (ISSR 807); 200, 375, 400, 550 п.н. (ISSR 810); 175 п.н. (ISSR 825); 400 п.н. (ISSR 842); 150, 225, 400 п.н. (ISSR 826). Це свідчить про існування певних «занадто ламких» послідовностей ДНК, що проявляються при дії будь-яких генотоксичних факторів.

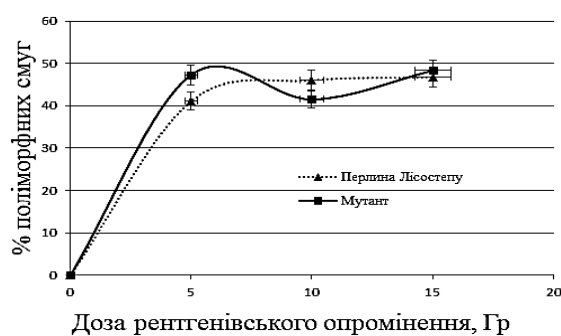
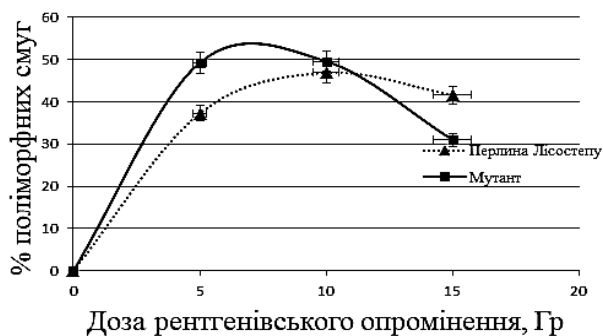


Рис. 1. Дозова залежність появи поліморфних ампліконів (%).  
 а – ISSR-; б – RAPD-ПЛР аналіз при рентгенівському опроміненні.

Немонотонну дозову залежність появи поліморфних ампліконів при ISSR-ПЛР аналізі можна пояснити рядом відомих захисних механізмів: активізацією репарації, підвищенням антиоксидантного захисту, стимуляцією «check point» контролю, клітинним доборою. Суттєво, що цей ефект не спостерігається для різних RAPD-послідовностей ДНК обох досліджених генотипів.

Дозову залежність відсотку поліморфних смуг для ультрафіолетового опромінення наведено на рис. 2. У випадку застосування RAPD-праймерів, графік залежності відсотку поліморфних смуг від дози ультрафіолетового опромінення показує нелінійний характер для обох генотипів. Для ПЛ спостерігається стрімке зростання відсотку поліморфних смуг для діапазону доз 0 - 10 кДж, при подальшому зростанні дози відсоток поліморфних смуг починає повільно спадати. Для мутанта спостерігається різке зростання відсотку поліморфних смуг для діапазону доз 0 - 5 кДж/м<sup>2</sup> та 10 - 15 кДж/м<sup>2</sup>, в той час як суттєвої різниці в діапазоні 5 - 10 кДж/м<sup>2</sup> не спостерігається. При проведенні ISSR-ПЛР графік дозової залежності має нелінійний характер для ПЛ та лінійний для мутанта. Для Перлини Лісостепу спостерігається різке зростання відсотку поліморфних смуг при діапазоні доз 0 - 10 кДж/м<sup>2</sup>, при більших дозах відсоток поліморфних смуг починає спадати.

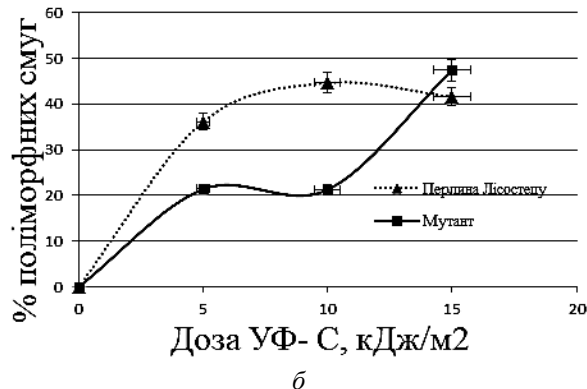
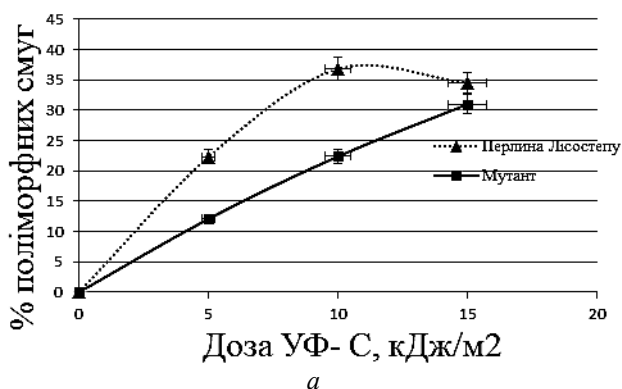


Рис. 2. Дозова залежність появи поліморфних ампліконів (%) при  
 а – ISSR-; б - RAPD-ПЛР аналізу при УФ-С опроміненні.

**Висновки.** Рентгенівське опромінення Перлини Лісостепу та проведення ISSR- та RAPD-ПЛР аналізу виявило появу ампліконів, наявних у контрольному варіанті мутанта, що свідчить про наявність в ДНК певних ділянок, які є чутливішими до дії різних типів мутагенів, незалежно від їхньої природи.

Проведення ISSR-ПЛР показало вищу чутливість цих послідовностей ДНК у мутанта. Проведення ISSR-ПЛР аналізу для обох генотипів виявило зменшення відсотку поліморфних смуг при підвищенні дози іонізуючого опромінення (5 - 15 Гр), що може вказувати на стимуляцію захисних реакцій. ДНК сорту Перлина Лісостепу проявила більшу чутливість до ультрафіолетового випромінювання, ніж її мутант, як по RAPD- так і ISSR-послідовностям.

1. J-H. Kim et al. Ionizing radiation manifesting DNA damage response in plants: An overview of DNA damage signaling and repair mechanisms in plants. *Plant Sci.* 278 (2019) 44.
2. H. Tominaga et al. Involvement of Reactive Oxygen Species (ROS) in the Induction of Genetic Instability by Radiation. *J Radiat. Res.* 45(2) (2004) 181.

# ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ДІЇ ЧИННИКІВ ЧОРНОБИЛЬСЬКОЇ КАТАСТРОФИ: ПІДСУМКИ, СЬОГОДЕННЯ, ПРІОРИТЕТИ ПОДАЛЬШИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

**В. В. Талько, Г. Й. Лавренчук, Н. П. Атаманюк, Є. М. Малишевська**

*ДУ «Національний науковий центр радіаційної медицини НАМН України», Київ, Україна*

Чорнобильська катастрофа загострила увагу фахівців до проблем радіобіології та радіаційної медицини, серед яких особливої актуальності набули дослідження механізмів дії «малих» доз опромінення, ефектів сполучної дії іонізуючої радіації з іншими чинниками фізичної, хімічної або біологічної природи, а також розробка і випробування засобів з радіопротекторними властивостями. Паралельно із результатами клінічних та епідеміологічних досліджень з визначення віддалених медичних наслідків суттєвий доробок у вирішенні зазначених фундаментальних та прикладних проблем зроблено завдяки експериментальному моделюванню радіобіологічних ефектів Чорнобильської катастрофи. Зокрема, застосування методології, притаманній радіобіології як інтегративній міждисциплінарній науці, сприяло поглибленню знань щодо особливостей радіоадаптивної відповіді внаслідок інкорпорації радіонуклідів, хронічної та/або пролонгованої дії низько- та щільноіонізуючої радіації, а також ефективності існуючих та нових радіопротекторів і радіомодифікаторів.

Отримані численні нові дані у радіобіологічних дослідженнях наслідків радіаційної аварії примушили переглянути деякі парадигми радіобіології і спонукали до формулювання нових парадигм. Серед пріоритетних радіобіологічних ефектів, які впливають на зміст парадигм, відзначено радіоадаптацію, індукцію геномної нестабільності, втрату здатності опромінених клітин адекватно сприймати позиційну інформацію, кумулятивність доз при хронічній дії радіації, нееквівалентність зовнішнього і внутрішнього опромінення. Оскільки віддзеркалення радіаційного ураження у формі тривалих епігенетичних змін або нагромадженні і відстроченні реалізації прихованих радіаційних пошкоджень у послідовності клітинних поколінь є переконливо доведеним фактом, окреслилась проблема розрахунків доз за умов хронічного опромінення, а також трансгенераційні ефекти опромінення [1].

З жовтня 1986 р. в Інституті експериментальної радіології було розпочато дослідження за такими напрямками: 1) моделювання радіобіологічних ефектів за дії низькоінтенсивного рентгенівського та гамма-опромінення; 2) моделювання ефектів комбінованої дії чинників радіаційної аварії; 3) дослідження ефективності застосування протипроменевих засобів.

Отримані результати внесли суттєвий доробок у перегляд деяких парадигм радіобіології, зокрема механізмів дії малих доз радіації [2].

Особливу увагу було приділено дослідженню радіобіологічних ефектів пренатального опромінення внаслідок інкорпорації радіонуклідів  $^{137}\text{Cs}$  та  $^{131}\text{I}$ .

Застосування методу біоіндикації на клітинній культурі сприяло визначенню механізмів формування віддалених наслідків опромінення.

Значущість медико-соціальної проблеми онкологічних неоплазій, які розвинулись у постраждалих внаслідок аварії на Чорнобильській АЕС, та необхідність її розв'язання визначає пріоритетні завдання щодо підвищення ефективності лікування, в тому числі променевого. Використання модельних тест-систем культур перещеплених клітин (фібробластоподібних трансформованих, епітеліальних нетрансформованих, міогенних ембріональних клітин тварин тощо) дає змогу у певному наближенні екстраполювати результати комплексної оцінки цілої низки показників виживаності та життєздатності клітин у визначенні радіопротекторних та/або радіомодифікуючих властивостей чинників різного походження на організмий рівень.

Застосування адекватних експериментальних моделей *in vivo* та *in vitro* у дослідженні біологічних ефектів чинників Чорнобильської катастрофи сприятиме подальшому розвитку експериментальної науки, що має конкретний прояв у розумінні та поясненні медичних наслідків, у вирішенні актуальних завдань захисту людини від дії іонізуючого випромінювання.

1. Д.М. Гродзинський. Парадигми сучасної радіобіології. Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобіля: наук.-техн. зб. 3(2) (2005) 9.
2. М.И. Руднев. Концепция механизма биологического действия малых уровней радиации. Медицинские последствия аварии на Чернобыльской атомной станции. В кн.: *Радиобиологические аспекты Чернобыльской катастрофы*. Под ред. М.И. Руднева, П.П. Чайло (К.: «МЕДЕКОЛ» МНИЦ БИО-ЭКОС, 1999) с. 5.



## ВІКОВА МАКУЛЯРНА ДЕГЕНЕРАЦІЯ ЯК ВІДДАЛЕНИЙ НАСЛІДОК РАДІАЦІЙНОГО ВПЛИВУ

П. А. Федірко<sup>1</sup>, Т. Ф. Бабенко<sup>1</sup>, Р. Ю. Дорічевська<sup>1</sup>, Н. А. Гарькава<sup>2</sup>, Ю. В. Єфімова<sup>3</sup>

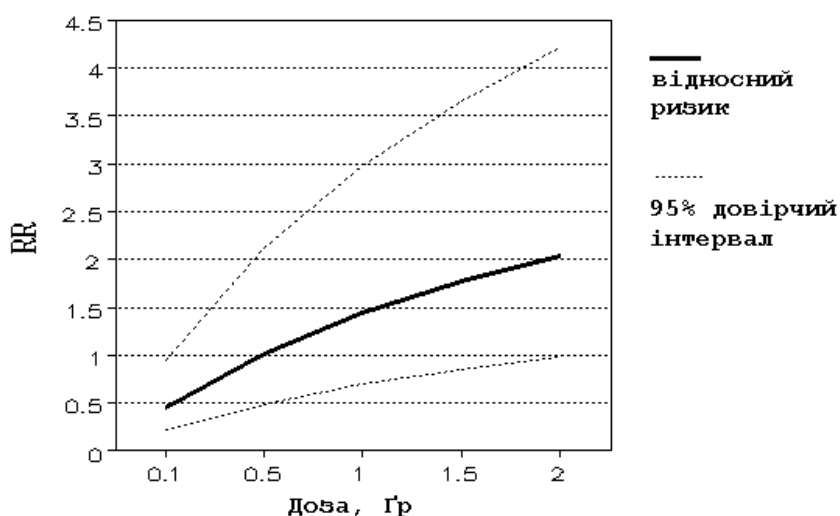
<sup>1</sup> Державна установа «Національний науковий центр радіаційної медицини  
Національної академії медичних наук України», Київ, Україна

<sup>2</sup> Державна установа «Дніпропетровська медична академія  
Міністерства охорони здоров'я України», Дніпро, Україна

<sup>3</sup> Національний медичний університет імені О. О. Богомольця, Київ, Україна

У період до Чорнобильської катастрофи сітчаста оболонка вважалась відносно резистентною до дії іонізуючої радіації. Ця думка базувалась на результатах експериментальних досліджень, які свідчили про високу толерантність нервової тканини до впливу іонізуючої радіації. У той же час, деякі автори на підставі своїх досліджень дотримувались думки про надзвичайну чутливість сітчастої оболонки до опромінення, внаслідок виявлення ретинопатій і хоріоретинопатій після променевої терапії злоякісних новоутворень [1]. У групах радіаційно опромінених після Чорнобильської катастрофи відзначається збільшення частоти судинних порушень, дистрофії сітківки, змін гемодинаміки [2, 3].

Наші дослідження свідчать, що найбільш типовим для радіаційно опромінених у результаті Чорнобильської катастрофи осіб різновидом патології сітківки виявилась центральна хоріоретинальна дистрофія (макулодистрофія), її поширеність серед УЛНА на ЧАЕС становила  $224,83 \pm 5,80$  на 1000 осіб, що значно перевищує контрольні рівні –  $55,56 \pm 13,5$  на 1000. На абсолютний накопичений ризик макулодистрофій найбільшою мірою впливали вік обстежених, час перебування під ризиком і доза (рисунок). Найбільшим є вплив таких факторів, як вік (відносний ризик – 1,727 (1,498; 1,727)) на 1 рік, ексцес відносного ризику – 1,076 (1,056; 1,095) на 1 рік, час перебування під ризиком і доза (відносний ризик 6,453 (3,115; 13,37)), ексцес відносного ризику: 1,253 (1,137; 1,37) на  $1 \sqrt{(d * t)}$ , де  $d$  – доза опромінення всього тіла, Гр,  $t$  – час перебування під ризиком, роки. При цьому ефекти впливу дози і віку підсумовуються [4].



Відносний ризик центральної хоріоретинальної дистрофії (макулодистрофії) залежно від дозового навантаження. Розрахунок при часі перебування під ризиком 5 років (за формулою [4]). Графік демонструє залежність ефекту від дози опромінення.

Із урахуванням цих даних, у віддаленому періоді після Чорнобильської катастрофи, а саме у 2018 - 2019 рр., проведено обстеження 287 осіб, опромінених внаслідок Чорнобильської катастрофи. Обстеження включало всі основні сучасні методи дослідження (візометрію, тонометрію, периметрію, рефрактометрію, фотографування на фундус-камері в стандартних умовах).

В обстеженій групі поширеність вікової макулярної дегенерації (ВМД) виявилась високою і становила 42,51 % оглянутих. Таким чином, дані обстеження в період через 32 роки після радіаційного впливу добре корелюють із прогнозними значеннями на підставі раніше створених моделей [4], згідно з якими через 35 років після опромінення ризик ВМД може досягати 60 % навіть у групах з відносно невеликим дозовим навантаженням. У більшості випадків спостерігались початкові стадії ВМД.

Результати проведеної додатково оптичної когерентної томографії реконвалесцентів гострої променевої хвороби (ГПХ) показали, що товщина сітчастої оболонки в фовеолі і парамакулярній зоні у осіб, що перенесли гостру променеву хворобу, вірогідно вища, ніж у контролі. Ці зміни спостерігаються у всіх реконвалесцентів ГПХ – як у осіб з проявами макулярної дистрофії, так і у тих, у кого її клінічних проявів не було виявлено. Вперше виявлено наявність кореляційного зв'язку ( $r = 0,51$ ) між об'ємом сітківки в макулярній зоні і документованою дозою опромінення досліджуваної групи [2].

Значна поширеність ВМД обумовила необхідність корекції раніше розроблених схем лікування.

Таким чином, результати обстеження груп радіаційно опромінених осіб в період через 32 роки після радіаційного впливу підтверджують значну поширеність вікової макулярної дегенерації (42,51 %). Ці дані добре корелюють із попередніми прогностичними значеннями.

1. E. Midena et al. The effect of external eye irradiation on choroidal circulation. *Ophthalmology* 103(10) (1996) 1651.
2. А.М. Петруня. Изменения органа зрения, микроциркуляции глаза и иммунного статуса у ликвидаторов последствий аварии на Чернобыльской АЭС и их коррекция. *Офтальмол. журн.* 4 (1996) 226.
3. P.A. Fedirko et al. Retinal vascular pathology risk development in the irradiated at different ages as a result of Chernobyl NPP accident. *Problems of Radiation Medicine and Radiobiology* 20 (2015) 467.
4. P. Fedirko. Eye: clinic, diagnostics, regularities and risks for development of eye pathology in Chernobyl catastrophe sufferers. In: *Health effects of the Chernobyl accident – thirty years aftermath*. Ed. A. Serdiuk et al. (Kyiv: DIA, 2011) p. 492.
5. П.А. Федірко та ін. Морфометричні параметри макулярної зони сітківки у реконвалесцентів гострої променевої хвороби (у віддаленому періоді). *Проблеми радіаційної медицини та радіобіології* 23 (2018) 481.

## Авторський покажчик

- Абрам'юк І. І. 181  
Андрєєва А. М. 120  
Анісімов І. О. 145  
Анохін І. О. 90  
Артюх А. Г. 74  
Асламова Л. І. 211  
Атаманюк Н. П. 239  
Бабенко Т. Ф. 240  
Барабаш Ю. М. 211  
Бездробна Л. К. 215, 217  
Безшийко О. А. 57  
Беллі П. 69, 70, 83  
Беляєв В. В. 181  
Бернабей Р. 69, 70, 83  
Біган З. М. 77  
Білак Ю. Ю. 38  
Білько Н. М. 233  
Біров М. М. 132  
Боева С. 229  
Бондаренко І. В. 189  
Бондаренко Є. В. 203  
Борисенко В. І. 109  
Борисова М. С. 59  
Бугаєв К. О. 17  
Буканов В. М. 111, 117  
Бурдо О. С. 144  
Бурдо О. О. 185, 205, 209, 231, 235  
Вайт Р. Б. 154  
Варніна В. І. 122  
Васильєва О. Г. 111  
Васильєва Г. В. 171, 175  
Вернидуб Р. М. 124  
Винник О. К. 145  
Вірко В. Ф. 147  
Вірко Ю. В. 147  
Водін О. М. 57  
Войтер А. П. 76, 96  
Войцехович О. В. 183  
Волінська-Ціхоцька М. 86  
Воронцов А. Н. 74  
Вучкан С. І. 195  
Габєлков С. В. 127  
Гаврилов О. О. 96  
Гайдар Г. П. 122, 124  
Гайдар О. В. 173  
Галич Т. В. 237  
Ганжа О. Б. 207, 231, 235  
Гарькава Н. А. 240  
Гінчук Т. В. 191  
Гоженко М. 229  
Голінка-Безшийко Л. О. 57  
Головей В. М. 132  
Голяк М. Г. 119  
Голяк Д. М. 199  
Горанчук В. В. 109  
Горбаченко О. М. 52, 62  
Горпинич О. К. 81  
Григоренко М. О. 175  
Гриневич Ю. П. 209  
Гринюк Б. Є. 17  
Гриценко О. В. 111, 117  
Грушко В. І. 105  
Губа С. К. 138  
Гудков Д. І. 181, 201  
Гупало О. О. 181  
Гурин А. А. 149  
Давидовська О. І. 40  
Даневич Ф. А. 69, 70, 83, 92  
Денисов В. Ю. 40  
Деречкей П. С. 77  
Дем'юхін В. Л. 111, 117  
Добішук В. М. 61, 88, 89  
Долін В. В. 127  
Дорічевська Р. Ю. 240  
Доронін М. І. 76, 96  
Дрозд І. П. 113  
Ердемчимег Б. 74  
Єфімова Ю. В. 240  
Желтонозький В. О. 62, 64, 66, 177, 193, 197  
Жиганюк І. В. 127  
Заболотний М. А. 211  
Запорожець Ю. В. 130  
Зарицький М. М. 68  
Зубко О. В. 127  
Ілленко В. В. 199  
Ільїн А. П. 23, 94  
Ількович В. В. 115  
Інчікитті А. 69, 70, 83  
Іссатаєв Т. 74  
Каглян О. Є. 181  
Каденко І. М. 57, 62  
Капелла Ф. 69, 70, 83  
Карачіоло В. 69, 70, 83  
Касперович Д. В. 69, 70, 83, 92  
Кемпер К. В. 79, 84, 86, 94  
Кива В. О. 88  
Кир'янчук В. М. 84  
Кириленко О. І. 120, 128, 129  
Кім Хен-Те 154  
Кіркілевська Л. М. 211  
Клавдієнко В. Р. 70  
Клигін С. А. 74  
Клименко С. В. 223  
Клімук Б. Т. 223  
Кобичев В. В. 69, 70, 71, 83  
Коваленко О. В. 213  
Коваленко П. 229  
Ковалінська Т. В. 203  
Ковальов О. М. 76, 96  
Ковальчик М. 86  
Ковальчук О. С. 90  
Ковтун Г. П. 69  
Ковтун Н. Г. 69  
Колесниченко Я. І. 144, 154, 155, 156, 162, 169  
Колієв С. М. 72, 73  
Колуччі Дж. 86  
Кононенко Г. А. 74  
Конорева О. В. 120, 128, 129  
Кориченьський К. О. 183, 191  
Кот О. А. 72, 73  
Котенко А. В. 57  
Коций С. І. 86, 94  
Кравець О. П. 237  
Кривохижа М. В. 221  
Кропивянський Б. Н. 92  
Кряжич О. О. 213  
Крячок К. О. 57  
Куліч Н. В. 185  
Курочкіна В. А. 215, 217  
Куртєва Г. П. 29  
Куцик О. Е. 86, 94  
Куцоконь Н. К. 221  
Кушнір В. А. 57  
Кшиванський О. О. 61  
Лавренчук Г. Й. 225, 239  
Лаврова Т. В. 183  
Лаптев Г. В. 187, 191  
Лаубенштейн М. 69  
Леончіні А. 70  
Лепявко Б. С. 157  
Липська А. І. 185, 205, 207, 209, 231, 235  
Лисаковський В. В. 105  
Лисенко О. Г. 105  
Листван К. В. 227  
Литовченко П. Г. 124  
Лібман В. А. 219  
Літвінов С. В. 221, 227  
Лук'янов С. В. 33  
Лук'янов С. М. 74  
Луценко В. В. 154, 155, 156  
Лютте Г. 92  
Мазний І. О. 76, 96  
Мазур В. М. 77  
Майданюк С. П. 36  
Маковецька Л. І. 209  
Малий Є. В. 128, 138  
Малишевська Є. М. 239  
Малюк І. А. 171, 173, 175, 217  
Маричев І. 229  
Маріссенс Г. 92  
Марценюк Л. С. 130  
Марценюк А. С. 130  
Марченко В. С. 158  
Маслюк В. Т. 38, 132, 193  
Мегела І. Г. 132  
Межевич С. Ю. 79, 86  
Мендібаєв К. 74  
Мерло В. 69, 70  
Мизніков Д. Є. 64  
Микитюк Т. В. 105  
Миронюк І. Ф. 171  
Мирошніченко Ю. Б. 120  
Митроченко В. В. 57  
Мицкевич Є. І. 105  
Морозова М. М. 189  
Нестеренко О. Г. 221  
Нестеров В. О. 40  
Нестеров О. В. 42  
Неумержицька Л. В. 223  
Ніколаєв В. І. 185, 205, 231  
Оберемок Е. А. 167  
Обіход Т. В. 44  
Озерова Ю. Ю. 189

- Олейніков Є. В. 134  
Олійник С. М. 57  
Омельченко С. О. 46  
Осташко В. В. 74  
Охріменко О. Ю. 72, 73  
П'ясецькі Е. 94  
Павленко І. О. 173  
Павлова Н. Ю. 128  
Парлаг О. О. 38  
Пелюх О. О. 189  
Пеніонжкевич Ю. Е. 74  
Пережогін С. А. 57  
Петренко В. М. 52  
Петренко Є. О. 44, 72  
Петренко І. В. 138  
Петросян Е. Є. 105  
Пилипчинець І. В. 134  
Пінковська М. Б. 120, 122  
Пірнак Вал. М. 94  
Пірнач Л. С. 187  
Пітченко Г. Ф. 77  
Плюйко В. А. 52, 94  
Повар Т. В. 57  
Поворозник О. М. 81  
Пода Д. В. 69  
Поліщук О. Б. 197  
Поліщук О. Г. 69, 70, 83, 92  
Поморцева Н. А. 181  
Понкратенко О. А. 79, 84, 86, 94  
Поп О. М. 38, 132, 193  
Порицький П. В. 160  
Почапінський О. Д. 225  
Прилипка В. А. 189  
Процак В. П. 191  
Пугач В. М. 61, 72, 73, 88, 89, 90  
Пугач М. В. 88  
Пугач О. М. 111  
Пугач С. М. 111, 117  
Пчеловська С. А. 227  
П'ясецькі Е. 86  
Радкевич О. І. 124  
Ракша-Слюсарєва О. 229  
Рамазанов Д. М. 90  
Рашидов Н. М. 221  
Ревка В. М. 119  
Резник С. М. 158  
Родіонова Н. К. 207, 231, 235  
Роль М. І. 38  
Роман В. І. 193  
Романюк М. І. 38  
Романюк М. В. 92  
Руденко Т. С. 144  
Рудчик А. А. 79, 84, 86, 94  
Рудчик А. Т. 79, 84, 86, 94  
Русек К. 79, 84, 86, 94  
Руссу І. З. 233  
Рябко А. 229  
Рябченко Н. М. 205, 207, 231, 235  
Савка Х. О. 171  
Савкіна Р. К. 138  
Саврасов А. М. 62, 64, 66  
Садовніков Л. В. 177, 185, 197  
Сакута С. Б. 79, 94  
Салівон А. Г. 227  
Сахно В. І. 203  
Сваричевська О. В. 173  
Сватюк Н. І. 193  
Свята Л. М. 160  
Святун О. В. 173  
Семенюк О. М. 96  
Сергійчук Н. М. 197  
Серєда Ю. М. 74  
Серих Н. 229  
Сийка І. Ю. 195  
Симканич О. І. 193  
Сич О. Я. 195  
Слісенко І. В. 66  
Слюсарєв О. 229  
Смірнов О. Б. 138  
Соколов О. М. 100  
Соколова Д. О. 237  
Солодовник К. М. 52  
Солоха-Климчак М. Д. 42  
Соляник Г. І. 211  
Старчик М. І. 122  
Степаненко Ю. М. 84, 86, 94  
Столяж А. 86, 94  
Стратілат Д. П. 128, 129  
Стрільчук М. В. 171, 175, 217, 219  
Стро Г. 92  
Строєк І. 94  
Сюдєк Р. 94  
Талько В. В. 239  
Тарасова І. 229  
Тартачник В. П. 120, 124, 128, 129  
Телецька С. В. 173  
Тесаліна С. 69, 92  
Тихий А. В. 154, 156, 162  
Тищенко М. Г. 169  
Тонкаль Л. В. 227  
Третяк В. І. 69, 70, 83, 92, 104  
Третяков Д. Д. 167  
Тригубенко О. В. 119  
Тришин В. В. 171, 173, 175, 219  
Тугай А. В. 177, 197  
Тугай Т. І. 177, 197  
Тщінська А. 86, 94  
Удовицька Р. С. 138  
Уєр Б. 92  
Улещенко В. В. 84, 86, 94  
Федірко П. А. 240  
Федірчик І. І. 163, 167  
Філоненко М. М. 129  
Хейло В. В. 94  
Хома Ю. А. 221  
Худолєєва Л. В. 221  
Хюльт М. 92  
Циганок Т. В. 215, 217  
Цимбалюк О. М. 163  
Чайковський Ю. В. 119  
Чаплинський Р. Ю. 105  
Чепурнов О. О. 86  
Червонна Л. Є. 219  
Чернишенко С. Б. 61, 88, 89  
Черняєв О.-Р. 199  
Черняк В. Я. 163, 167  
Черулли Р. 69, 70, 83  
Чирко Л. І. 119  
Шевцова Н. Л. 201  
Шевченко Ю. Б. 219  
Ширма Ю. О. 84, 86, 94  
Шитюк В. А. 205, 231  
Шкапяк О. В. 119  
Шлапацька В. В. 129  
Щербань А. П. 69  
Юнгханс А. 92  
Юрчук Л. П. 181  
Юхименко В. В. 163, 167  
Юхименко К. В. 167  
Явнюк А. А. 201  
Яковенко Ю. В. 154, 169  
Abrosimov V. I. 9  
Bugaev K. A. 11, 13, 15, 31, 48, 55  
Burdo O. S. 179  
Chernyak V. Ya. 152, 165  
Chernyshenko S. B. 11  
Chiba S. 21  
Davydovska O. I. 9, 19  
Denisov V. Yu. 19  
Dobishuk V. M. 11  
Dzyublik A. Ya. 125  
Fedotkin S. N. 35  
Fishchuk I. I. 142  
Gorbachenko O. M. 50  
Grinyuk B. E. 11  
Ishizuka C. 21  
Ivanyuk F. A. 21  
Kadashchuk A. K. 142  
Khasai O. V. 55  
Kolomiets O. V. 165  
Krivenko-Emetov Ya. D. 25, 27  
Kucherenko V. S. 31  
Levon A. I. 35  
Magner A. G. 35  
Panasiuk P. P. 11, 48  
Petrenko V. M. 50  
Plujko V. A. 50  
Prysiashna O. V. 165  
Pugatch V. M. 11  
Radionov S. V. 21  
Radionov S. V. 54  
Ryazanov V. V. 136  
Sanzhur A. I. 35  
Serbin S. I. 152  
Shlomo S. 35  
Skorbun A. D. 98, 107  
Solodovnyk K. M. 50  
Sugakov V. I. 140  
Teklishyn M. A. 102  
Tymbaliuk O. M. 152, 165  
Veremii Yu. P. 165  
Vitiuk O. V. 11, 13, 15, 48  
Yakovenko N. S. 11, 13  
Yatsyshyn V. A. 107  
Zarubin O. L. 179  
Zarubina N. E. 179  
Zherebtsova E. S. 11, 15  
Zinchenko A. E. 152

Наукове видання

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

(Київ, 27 вересня - 1 жовтня 2021 року)

Анотації до доповідей

Укладач ***Бурдо** Олена Олегівна*

Доповіді публікуються в авторських редакціях

Комп'ютерна верстка *О. Д. Григоренко*

Підп. до опублікування 21.01.2022. Формат 60×84/8. Ум. друк. арк. 28,4.  
Електронне видання. Зам. № 1.

Інститут ядерних досліджень НАН України,  
просп. Науки, 47, м. Київ, 03028, тел. (044) 525-14-56  
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 4051 від 18 квітня 2011 р.