

Ядерна фізика на Закарпатті

*(до 55-річчя відділу фотоядерних
процесів ІЕФ НАН України)*

МАТЕРІАЛИ КОНФЕРЕНЦІЇ

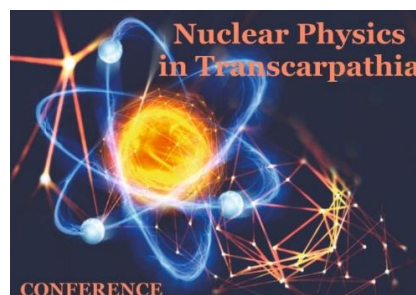
BOOK OF ABSTRACTS

Nuclear Physics in Transcarpathia

*(Dedicated to the 55th anniversary
of the Department of Photonuclear Processes)*



Інститут електронної фізики НАН України
Національна академія наук України



МІЖНАРОДНА КОНФЕРЕНЦІЯ

Ядерна фізика на Закарпатті

(до 55-річчя відділу фотоядерних процесів ІЕФ НАН України)

21-23 травня 2024 року

НАУКОВІ ПРАЦІ

INTERNATIONAL CONFERENCE

Nuclear Physics in Transcarpathia

(to the 55th anniversary of the Department of Photonuclear
Processes of the IEP of the NAS of Ukraine)

May 21-23, 2024

**PROCEEDINGS OF THE SCIENTIFIC WORKS
OF THE CONFERENCE**

Ужгород 2024

ББК В 3Г (4Укр – 4Зак), М 58
УДК 539.1

Збірник наукових праць містить матеріали та тези доповідей, представлених на Міжнародній конференції «Ядерна фізика на Закарпатті» до 55-річчю відділу фотоядерних процесів ІЕФ НАН України). Оголошені на конференції доповіді були присвячені дослідженням у галузі експериментальної та теоретичної ядерної фізики, радіаційної фізики, радіоекології й радіобіології, а також фізики високих енергій.

The collection of scientific works contains materials and abstracts of reports presented at the International Conference "Nuclear Physics in Transcarpathia" on the occasion of the 55th anniversary of the Department of Photonuclear Processes of the IEP of the National Academy of Sciences of Ukraine. The reports presented at the conference were devoted to research on experimental and theoretical nuclear physics, radiation physics, radioecology and radiobiology, and high-energy physics.

Укладачі

А.М. Завілопуло, д. ф.-м. н.
В.І. Роман, к. ф.-м. н.

Відповідальні за випуск:

Г.М. Гомонай, д. ф.-м. н.,
Т.Ю. Попик, к. ф.-м. н.

*Друкується за рішенням Вченої ради Інституту електронної фізики НАН України
6 червня 2024 року, протокол №6*

ISBN 978-617-8127-39-8

© ІЕФ НАН України, 2024
© А.М. Завілопуло, В.І. Роман, укладачі, 2024
© В.І. Роман, обкладинка, 2024

ЗМІСТ

	Стор.
В. Локтєв Учасникам Міжнародної конференції «Ядерна фізика на Закарпатті».....	<u>8</u>
Г. Гомонай ПЕРЕДМОВА.....	<u>10</u>
Anna Gomonai FOREWORD.....	<u>13</u>
МАТЕРІАЛИ КОНФЕРЕНЦІЇ	<u>16</u>
Г. Гомонай ЯДЕРНА ФІЗИКА НА ЗАКАРПАТТІ.....	<u>17</u>
В.Т. Маслюк 55-РІЧЧЯ ВІДДІЛУ ФОТОЯДЕРНИХ ПРОЦЕСІВ ІЕФ НАН УКРАЇНИ.....	<u>27</u>
С.І. Сікора ПРОФЕСОР ДМИТРО СІКОРА – ПЕРШИЙ ІЗ ЗАКАРПАТСЬКИХ ФІЗИКІВ-ЯДЕРНИКІВ (Слово про брата)	<u>37</u>
D. Chvátil IRRADIATION OF BIOLOGICAL MATERIALS AT MICROTRON MT25.....	<u>41</u>
С.Б. Чернишенко, В.М. Добішук, В. О. Кива, О.Ю. Охріменко, В.М. Пугач RMS-R3 - СИСТЕМА КОНТРОЛЮ СВІТНОСТІ ТА ФОНУ ЕКСПЕРИМЕНТУ LHCb (CERN)	<u>54</u>
С.В. Трофименко ІОНІЗАЦІЯ ВНУТРІШНІХ АТОМНИХ ОБОЛОНОК ТА ХАРАКТЕРИСТИЧНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОНІВ ВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ У БАГАТОШАРОВІЙ МІШЕНІ.....	<u>57</u>
А. Танчак, К. Катовський, Ї. Адам, І.Гайсак ТРАНСМУТАЦІЙНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ПЛУТОНІЮ-239 З ВИКОРИСТАННЯМ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНИХ ПРОТОНІВ.....	<u>71</u>
С.В. Луньов, Д.А. Захарчук, М.В. Хвищун, В.Т. Маслюк РАДІАЦІЙНО-СТИМУЛЬОВАНЕ ПІДВИЩЕННЯ ТЕНЗОЧУТЛИВОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ n-Si	<u>85</u>
О. М. Горбаченко, В. А. Плюйко, В. М. Петренко, Р. С. Феськов ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ДЕФОРМАЦІЇ ЯДЕР З ДАНИХ ПО ФОТОПОГЛИНАННЮ	<u>96</u>
Г. Васильєва, О. Окунєв, А. Васильєв РАДІОЕКОЛОГІЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ АДСОРБЦІЇ УЛАМКОВИХ РАДІОНУКЛІДІВ, ЩО ПРОВОДИЛИСЬ У ВІДДІЛЕННІ ФІЗИКИ ЯДРА У ПЕРІОД 2003-2010 РОКІВ.....	<u>107</u>

ТЕЗИ ДОПОВІДЕЙ.....	115
С.М. Кедровський, Ю.М. Коваль, В.М. Сліпченко, В.М. Сліпченко, Г.С. Фірстов СПЛАВИ З ЕФЕКТОМ ПАМ'ЯТІ ФОРМИ – СУЧАСНИЙ СТАН ТА ПЕРСПЕКТИВИ ВИКОРИСТАННЯ В ЯДЕРНІЙ ФІЗИЦІ.....	116
О.О. Парлаг, О.І. Лендел, Є.В. Олейников, І.В. Пилипчинець СИМУЛЯЦІЙНІ ТЕХНОЛОГІЇ У ПРАКТИЦІ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ВИХОДІВ ПРОДУКТІВ ФОТОПОДІЛУ АКТИНІДІВ НА МІКРОТРОНІ М-30	118
К.В. Вільчинська, О.А. Безшийко, В.П. Ващишин, Л.О. Голінка-Безшийко, Р.М. Зелінський ДОЗИМЕТРИЧНА ОЦІНКА РАДІОХІРУРГІЧНИХ ПЛАНІВ ДЛЯ ЛІКУВАННЯ НА РІЗНИХ ДЕТЕКТОРАХ.....	120
К.Г. Пінчук, О.А. Безшийко Л.О. Голінка-Безшийко, О.О. Чигрин РОЗРОБКА РЕКОМЕНДАЦІЙ ЩОДО КОНТРОЛЮ ЯКОСТІ МЕДИЧНИХ ЛІНІЙНИХ ПРИСКОРЮВАЧІВ З ТЕХНОЛОГІЄЮ VMAT ТА IMRT.....	122
Т.В. Obikhod, І.О. Petrenko THREE MODELS, MSSM, 2HDM, NMSSM, FOR SUPERSYMMETRY SEARCHES AT THE LHC.....	124
П. С. Деречкей, З. М. Біган, М. П. Візенко ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ПЕРЕРІЗУ РЕАКЦІЇ $^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164\text{m}, g}\text{Ho}$	127
Б.М. Бондар, Є.В. Кудряшова, Д.О. Бєлих, В.І. Тесленко УДОСКОНАЛЕННЯ РАДІАЦІЙНОГО ЗАХИСТУ БУНКЕРА МЕДИЧНОГО ЛІНІЙНОГО ПРИСКОРЮВАЧА З ЕНЕРГІЄЮ 10 MeV.....	129
О.М. Поп, І.Г. Мегела, В.І. Роман, І.В. Пилипчинець, Є.В. Олейников, О.Папп, І.Ю. Роман, В.Т. Маслюк, М.П. Візенко, Й.Й. Гайніш ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ НА ФОСФОРЕСЦЕНЦІЮ ЗРАЗКІВ НЕЛЕГОВАНОГО ФТОРИДУ ЛІТІЮ, ОПРОМІНЕНИХ ЕЛЕКТРОНАМИ З ЕНЕРГІЄЮ 18 MeV	130
О.І. Лендел РЕДЖЕ-ДУАЛЬНА МОДЕЛЬ СТРУКТУРНОЇ ФУНКЦІЇ ПРОТОНА В ШИРОКІЙ КІНЕМАТИЧНІЙ ОБЛАСТІ.....	133
М.М. Фелдїй, О.М. Конопльов, О.Й. Миня, О.К. Шуаїбов, Р.В. Грицак, З.Т. Гомокі, І.В. Шевера, М.О. Маргітич, А.І. Погодін, М.М. Поп, В.В. Данило УМОВИ ПЛАЗМОВОГО СИНТЕЗУ ТОНКИХ ПЛІВОК У СУМІШІ АРГОНУ З ПАРАМИ ТЕЛУРУ.....	135
В. Орлов, О. Безшийко, Л. Голінка-Безшийко МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ ПЕРОВСКІТІВ З ІОНІЗУЮЧИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ	137

М. Опря, С. Кіро УТВОРЕННЯ АЕРОЗОЛІВ - НОСІЇВ ^{137}Cs ПРИ ЗВАРЮВАННІ НАПЛАВЛЕНИХ РАДІОАКТИВНО ЗАБРУДНЕНИХ МЕТАЛОКОНСТРУКЦІЙ ЧАЕС.	139
В. Ковач, М. Шафраньош, М. Сароз, М. Маргітич, М. Суховія, М. Кишак, М. О. Маргітич, І. Шафраньош ФРАГМЕНТАЦІЯ АЗОТИСТОЇ ОСНОВИ ТИМІНУ ПІД ДІЄЮ ЕЛЕКТРОНІВ.....	141
О.М. Малінін, А.Й. Миня, А.О. Малініна, О.К. Шуаїбов, І.І. Шафраньош, К.Б. Молнар, А.А. Козьма ІНТЕГРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИПРОМІНЮВАННЯ ГАЗО- РОЗРЯДНОЇ ПЛАЗМИ БАР'ЄРНОГО РОЗРЯДУ НА СУМІШІ ПАРІВ ДИЙОДИДУ, ДИБРОМІДУ ТА ДИХЛОРИДУ РТУТІ З ГЕЛІЄМ.....	143
В.Т. Маслюк, Н.І. Святюк, О.М. Поп, О.І. Симканич, А.М. Завілопуло СИСТЕМАТИКА УЛАМКІВ ПОДІЛУ НЕАДИТИВНИХ СИСТЕМ: ВІД АТОМНОГО ЯДРА ДО БІООРГАНІЧНИХ МОЛЕКУЛ.....	146
О.А. Ponkratenko, K.W. Kemper, N. Keely, E.I. Koshiy, V.M. Kyrianchuk, S.Yu. Mezhevych, A.T. Rudchik, K. Rusek, Yu.O. Shyrma, Yu.M. Stepanenko, V.V. Uleshchenko, I.I. Vertegel GLOBAL OPTICAL POTENTIAL OF THE ^6Li -INTERACTION WITH EVEN- EVEN NUCLEI WITHIN DOUBLE FOLDING APPROACH.....	149
О.А. Ponkratenko, Yu.M. Stepanenko, V.V. Uleschenko, S.Yu. Mezhevych, O.O. Chepurnov, G. Colucci, K.W. Kempe, M. Kowalczyk, E.I. Koshchy, O.E. Kutsyk, E. Piaseck, A.A. Rudchik, A.T. Rudchik, K. Rusek, Yu.O. Shyrma, A. Stolarz, A. Trzcíńska, I.I. Vertegel, M. Wolinska-Cichocka INTERACTION BETWEEN CARBON ISOTOPS NEAR 97 MeV.....	151
Ю.А. Бандурин, Ю.В. Федурця, А.В. Русин, Ш.Б. Молнар, А.М. Соломон, О.Ю.Бандурин ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЯ ВАЛІНУ, ОПРОМІНЕНОГО МАЛИМИ ДОЗАМИ.....	154
Ю.А. Бандурин, М.М Ердевді, А.М. Милимко, А.М. Завілопуло ЕМІСІЯ ФОТОНІВ ПРИ ЕЛЕКТРОННОМУ БОМБАРДУВАННІ ВАЛІНУ	156
R. Murtazin, S. Karpus ANALYSIS OF EXPERIMENTAL DATA ON THE SPALLATION OF THE ^{12}C NUCLEUS BY HIGH-ENERGY PROTONS.....	158
О. А. Безшийко, О. М. Водін, О.Ю. Габідулін, Л. О. Голінка-Безшийко, І. М. Каденко, В. А. Кушнір, В. В. Мітроченко, С. М. Олійник, С. А. Пережогін, S. Barsuk ДОСЛІДЖЕННЯ УТВОРЕННЯ ІЗОМЕРНОЇ ПАРИ $^{52\text{m,g}}\text{Mn}$ У ВИСОКОПОРОГОВИХ ФОТОЯДЕРНИХ РЕАКЦІЯХ	159

О.М. Конопльов, А.А. Сливка, Й.Й. Брандіс, О.Й. Миня, І.В. Шевера, М.О. Маргітич, І.І. Шафраньош, М.М Фелдій ВПЛИВ ГЛІЦЕРИНУ НА СПЕКТРИ ЕЛЕКТРОН-ФОТОННОЇ ЕМІСІЇ ПОВЕРХОНЬ КРИСТАЛІВ NaCl, МОДИФІКОВАНИХ РОЗЧИНАМИ C ₃ H ₅ (OH) ₃ З НАНОЧАСТИНКАМИ Cu і Ag	161
N.F. Shul'ga, V.D. Omelchenko ON FAST CHARGED PARTICLES SCATTERING ON A FLAT RELATIVISTIC BEAM OF CHARGED PARTICLES IN THE CONTINUOUS POTENTIAL APPROXIMATION.....	163
V.M. Simulik ON THE DIRAC EQUATION IN N AND SIX SPATIAL DIMENSIONS.....	165
V.M. Simulik ON THE EQUATIONS OF MOTION FOR THE BARYONS HAVING SPIN $S=3/2$	167
V.M. Simulik THEORETICAL AND EXPERIMENTAL TESTING OF THE LONGITUDINAL ELECTROMAGNETIC WAVES.....	169
М. Лящов, С.Карпусь, О. Шопен, Є. Цяцько СПЕКТРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМОСТИМУЛЬОВАНИХ ВТОРИННИХ ЕМІСІЙНИХ ЕЛЕКТРОНІВ ЗІ СПЛАВУ Cu-Al-Mg.....	172
Є.А. Світличний, А.А.Генерал, Ю.А. Бандурин, О.Й. Миня, М.М. Поп, О.К. Шуаїбов СИНТЕЗ ТОНКИХ ПЛІВОК У ПЛАЗМІ ІМПУЛЬСНО - ПЕРІОДИЧНОГО РОЗРЯДУ В СУМІШІ "S-He"	173
Л. В. Михайлов, М. В.Маковський, А. І. Піскарьов, В. М. Шевель, Ю. В. Фальченко, Л. В. Петрушинець, В. Є. Федорчук ОТРИМАННЯ ІЗОТОПУ ²² Na, ЗАСТОСОВУЮЧИ ПРИСТРІЙ, РОЗРОБЛЕНИЙ ДЛЯ ОПРОМІНЮВАННЯ МІШЕНІ ВНУТРІШНІМ ПУЧКОМ ПРОТОНІВ ЦИКЛОТРОНА У-240.....	175
В.І. Жаба, В.С. Василевський, Ю.А. Лашко МІКРОСКОПІЧНА ТРИКЛАСТЕРНА МОДЕЛЬ РЕАКЦІЙ ВЗАЄМОДІЇ ⁶ Li З ЯДРАМИ ³ H і ³ He	177
В.О. Мартишичкін, В.Б. Лембак, В.І. Жаба, І.І. Гайсак ПАРАМЕТРИ ГІГАНТСЬКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСУ В РЕАКЦІЇ ¹¹⁵ In(γ,n) ^{114m} In	179
О.Савка, М. Поп, Г.Васильєва, В.Лазур, О.Сич, А.Запорожець ВИКОРИСТАННЯ ДЖЕРЕЛА БЕТА-ВИПРОМІНЮВАННЯ «СІРІУС» ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІАЦІЙНОЇ СТІЙКОСТІ КАРБОНОВИХ МАТЕРІАЛІВ	181
С. А. Бурмей, Н. І. Сватюк, А.М. Кочан, А.І. Немеш, М.В. Гошовський, Н.В. Бойко, В.Т. Маслюк ВИЗНАЧЕННЯ ФУНГІЦИДНОЇ АКТИВНОСТІ РОЗЧИНІВ ГЛЮКОЗИ ПІСЛЯ РАДІАЦІЙНОЇ ОБРОБКИ МЕТОДОМ IN VITRO	183

Г.Д. Коваленко, С.Г. Карпусь, І.М. Шляхов, І.Л. Семісалов УНІВЕРСАЛЬНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ВИХОДУ ДЕЛЬТА-ЕЛЕКТРОНІВ.....	186
В.О. Григоренко, С.Г. Карпусь, І.М. Шляхов НАКОПИЧЕННЯ МЕДИЧНОГО ІЗОТОПУ ^{103}Pd ПРИ ВИКОРИСТАННІ ПОТОКІВ НЕЙТРОНІВ У РЕАКЦІЯХ $^{102}\text{Pd}(n,g)^{103}\text{Pd}$ ТА $^{104}\text{Pd}(n,2n)^{103}\text{Pd}$	188
І.В. Пилипчинець, Є.В. Олейніков, О.О. Парлаг МОДЕЛЮВАННЯ ВИХОДІВ ПРОДУКТІВ ФОТОПОДІЛУ ^{238}U НА МІКРОТРОНІ М-30 ДЛЯ ПОТРЕБ АЛЬТЕРНАТИВНОГО ВИРОБНИЦТВА МЕДИЧНИХ РАДІОІЗОТОПІВ.....	190
I.S. Timchenko, O.S. Deiev, S.M. Olejnik, S.M. Potin, V.A. Kushnir, V.V. Mytrochenko, S.A. Perezhogin, A. Herzáň CROSS-SECTIONS OF PHOTONUCLEAR REACTIONS ON NATURAL MOLYBDENUM AT THE BREMSSTRAHLUNG ENERGY UP TO 95 MeV	192
О.В. Папц, І.Г. Мегела, Л.Г. Романова, В.С. Вукстич, Є. Тамулієне, О.В.Снігурський, Б.П. Баленко ФРАГМЕНТАЦІЯ МОЛЕКУЛ АМІНОКИСЛОТ ТРИПТОФАНУ, ПРОЛІНУ, ВАЛІНУ, ГЛУТАМІНУ ТА ТРЕОНІНУ ПІД ВПЛИВОМ ЕЛЕКТРОНІВ З НИЗЬКОЮ (<100 eV) ТА ВИСОКОЮ (11,5 MeV) ЕНЕРГІЄЮ	196
А.М. Завілопуло, В.Т. Маслюк, Ю.А. Бандурин, Н.І. Сватюк, Є.Ю. Ремета МАС-СПЕКТРОМЕТРІЯ ГЛЮКОЗИ, ФРУКТОЗИ ТА СОРБІТУ ПІСЛЯ ОПРОМІНЕННЯ НА МІКРОТРОНІ М-30	198
Л.О. Пащенко, Junyi Du, А.О. Комісаров, М.В. Коробков, Р.В. Вовк МОДИФІКАЦІЯ ЕЛЕКТРОННИМ ОПРОМІНЕННЯМ ПОЗДОВЖНЬО-ГО ЕЛЕКТРООПОРУ ВТНП-МОНОКРИСТАЛІВ YBaCuO.....	201
Л.О. Пащенко, О.Ю. Врагов, А.О. Комісаров, М.В. Коробков, Р.В. Вовк АНІЗОТРОПІЯ ЕЛЕКТРОТРАНСПОРТУ МОНОКРИСТАЛІВ YBaCuO, ОПРОМІНЕНИХ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНИМИ ЕЛЕКТРОНАМИ.....	203
Л.О. Пащенко, Ю.В. Литвинов, А.О. Комісаров, М.В. Коробков, Р.В. Вовк ВПЛИВ ОПРОМІНЕННЯ ШВИДКИМИ ЕЛЕКТРОНАМИ НА МАГНІТООПІР ОПТИМАЛЬНО ДОПОВАНИХ КИСНЕМ МОНОКРИСТАЛІВ YBaCuO.....	205
М. Романюк ЕКСПЕРИМЕНТ VGOOD: РЕЗУЛЬТАТИ ТА ПЕРСПЕКТИВИ ДОСЛІДЖЕНЬ ЕКЗОТИЧНИХ СТРУКТУР У СЕКТОРІ ЛЕГКИХ КВАРКІВ..	207
А.П. Осипенко ВЗІРЦЕВА МІШЕНЬ ІЗОТОПІЧНО ЗБАГАЧЕНОГО ІЗОТОПУ ^{40}K ДЛЯ ОДНОЧАСНОЇ РЕЄСТРАЦІЇ β, γ -ВИПРОМІНЮВАННЯ	209
АВТОРСЬКИЙ ПОКАЖЧИК.....	211

Учасникам Міжнародної конференції
«Ядерна фізика на Закарпатті»

21.05.2024

Шановна Ганна Миколаївно!
Високоповажні колеги, дорогі друзі!

Дозвольте від імені Відділення фізики і астрономії НАН України привітати вас, учасників Міжнародної конференції «Ядерна фізика на Закарпатті», з її початком і побажати плідної творчої роботи разом з приємними враженнями від чудового Закарпаття, прекрасного міста Ужгорода та його науковців.

Здавалося б, в НАН України проблемами ядерної фізики опікується інше відділення, але Інститут електронної фізики, який є організатором вашої Конференції, є установою саме нашого відділення, тож, я маю повне право і, більше того, обов'язок звернутися до вас, що через військовий стан вимушений робити не офлайн і навіть не онлайн, а листом внаслідок нової «ознаки» нашого часу – відключень електроенергії.

Почну з того, що колись з побачив слова Володимира Трохимовича Маслюка, що поява ядерної фізики на Закарпатті викликана *історичною флуктуацією*, що мені сподобалось. А от її становлення у вашому краї пов'язане з ім'ям Володимира Олександровича Шкоди-Ульянова, уродженця відомого нам тепер з іншого приводу міста Бахмут, який закінчив Воронежський університет і з 1959 року був завідувачем кафедри ядерної фізики Ужгородського університету, а в 1969-1972 роках очолював відділ фотоядерних процесів Ужгородського відділення Інституту ядерних досліджень АН УРСР.

Отже, ядерна фізика у Закарпатті, як і багато чого іншого, дійсно стала флуктуацією розвитку науки в Україні, хоча до певної міри все було закономірно, оскільки ми, принаймні старше покоління, знаємо, яку роль відігравала тоді – після Другої світової війни – ядерна фізика. Головне, що знайшлася людина, яка кваліфіковано і професійно займалася відповідними справами. Володимир Трохимович згадує також підтримку місцевих органів, але в ті роки вони повністю підпорядковувалися всім постановам, до яких міг бути дотичним Ігор Васильович Курчатov, і вибору по суті не мали – їхня підтримка була забезпечена і, навпаки, була часто випереджаючою. Тільки так наука справді розвивалась, набуваючи авторитету і незамінності.

Так, ядерний центр, як написав Володимир Трохимович, створювався з нуля, але це не було щось унікальне, бо подібні центри були розкидані по всьому тодішньому Радянському Союзу. А от що мені здається суттєвим, так це те, що

В.О. Шкода-Ульянов зумів зацікавити молодь, яка залюбки йшла в ядерну фізику, що було престижно і, вибачте за такі слова, економічно вигідно.

Сам розвиток певних напрямів відображав, наскільки я розумію, наукові смаки Володимира Олександровича і базувався на його уявленнях про важливість тих чи інших напрямів. Тим самим, завдяки його діяльності, виникли напрями ізомерії, радіоекології, ядерної медицини, ядерного поділу і в кожному з них ядерна фізика Закарпаття має свої здобутки, успіхи, визнання.

Коли ж відбулася ще одна *флуктуація* і в Ужгороді був створений новий незалежний Інститут електронної фізики, відділ фотоядерних процесів перейшов під його крило, хоча на той момент Володимира Олександровича вже не було з нами, його учні, співавтори та носії ідей стали співробітниками новоствореної установи. Мені здається, що наразі різні напрями фізики гармонійно в співіснують у вашому Інституті, чого, погодьтесь, не може не бути, якщо згадати про нерозривне заради стабільності матерії існування електронів і ядер в атомах і молекулах. Ядра і електрони просто за природою не можуть існувати окремо, створюючи нові елементи, сполуки, речовини тощо.

Я не буду розповідати вам – фізикам-ядерникам, – чим відомий інститут і що зроблено ним в галузі ядерної фізики, бо ва це відомо краще за мене. Лише не можу не зазначити, що разом з країною ви переживаєте не оптимальні для розвитку часи. Тим більше значення має те, що попри обставини, ви знайшли можливість для проведення доволі великої і представницької Міжнародної конференції, яка може лише засвідчити, що фізика взагалі і ядерна фізика зокрема, мають в Закарпатті глибоке і міцне коріння, якому не є страшними негоди, які ми переживаємо. І жодна рашистська, вибачте наволоч не зможе зробити щось таке, що зламає фізику і фізиків Закарпаття.

Я особисто вірю в це і бажаю учасниками такої ж віри, а особливо – віри у нашу неминучу Перемогу!

Гарних вам доповідей, питань, дискусій.
Слава Україні!!!

З щирою повагою,

академік-секретар ВФА НАН України



Вадим Локтєв

ПЕРЕДМОВА

Історія становлення та розвитку ядерної фізики на Закарпатті починається з середини 50-х років минулого століття, коли на фізичному факультеті Ужгородського державного університету розпочав свою педагогічну і науково-організаційну діяльність молодий учений Володимир ШКОДА-УЛЬЯНОВ, який після захисту кандидатської дисертації з проблем фотоядерних реакцій в Інституті атомної енергії ім. І. Курчатова (м. Москва) у 1953 році приїхав на Закарпаття та очолив кафедру експериментальної і теоретичної фізики Ужгородського державного університету. У 1969 році кафедру перейменували на кафедру ядерної фізики. У цьому ж році Володимир ШКОДА-УЛЬЯНОВ очолив відділ фотоядерних процесів у складі Інституту фізики АН УРСР (з 1.07.1970 року – Інституту ядерних досліджень АН УРСР). За його життя на кафедрі ядерної фізики Ужгородського державного університету та у відділі фотоядерних процесів Інституту ядерних досліджень АН УРСР закладено фундамент матеріально-технічної бази для наукових досліджень з фізики фотоядерних реакцій, подальший розвиток якої його учнями сприяв створенню в Ужгороді визнаного в наукових колах країни та світу третього ядерного наукового центру в Україні.

Відділ фотоядерних процесів Інституту ядерних досліджень АН УРСР разом з відділом теорії елементарних взаємодій (до 1979 року – відділ адронів) Інституту теоретичної фізики АН УРСР стали тим фундаментом, на основі якого за ініціативи завідувача кафедри квантової електроніки Ужгородського державного університету, професора Івана ЗАПСОЧНОГО (який завжди мріяв про «велику науку» та бачив її, у першу чергу, в системі Академії наук) у 1979 році було створено Ужгородське відділення Інституту ядерних досліджень Академії наук УРСР. У вересні 1992 року відділ фотоядерних процесів увійшов у склад першої на Закарпатті академічної установи - Інституту електронної фізики НАН України.

На сьогодні відділ фотоядерних процесів Інституту електронної фізики НАН України має унікальну ядерно-фізичну установку (електронний прискорювач мікротрон М-30) для вирішення задач з ядерної фізики, радіаційної фізики та радіоекологічної безпеки. Діапазон енергій прискорених електронів мікротрона дозволяє використовувати його як для численних застосувань у фундаментальних дослідженнях реакцій збудження та поділу атомних ядер (фізика нейтронів, фотоядерні реакції, збудження ізомерних станів), так і для проведення прикладних ядерно-фізичних робіт, зокрема з радіаційної фізики твердого тіла, ядерної медицини та екології, гамма- та нейтроноактиваційного аналізу хімічного та мікроелементного складу речовини тощо. Створений на базі мікротрона М-30 метрологічний стенд для дослідження радіаційної стійкості матеріалів і приладів в умовах дії потужних пучків нейтронів, гамма-випромінювання та швидких електронів широко використовується при радіаційній сертифікації приладів і матеріалів космічного та спеціального призначення. У певному сенсі це унікальне і єдине в Україні обладнання такого призначення. Зокрема, на мікротроні М-30 проведені радіаційні випробування першого українського наносупутника у форматі кубсат PolyITAN-1, створеного в НТУУ КПІ ім. І. Сікорського. Під час випробувань визначені ступінь деградації електронних компонентів і сонячних батарей наносупутника.

Підтвердженням високого авторитету досліджень відділу фотоядерних процесів Інституту, є проведення міжнародного наукового форуму «Ядерна фізика на Закарпатті». Впродовж трьох днів роботи цей форум зібрав 186 провідних учених з усіх куточків світу. З вітальним словом до учасників конференції звернулися академік-секретар Відділення фізики і астрономії НАН України, академік НАН України Вадим ЛОКТЄВ, завідувач відділу структури ядра Інституту ядерних досліджень НАН України. академік НАН України Віталій ДЕНИСОВ, голова Департаменту освіти і науки, молоді та спорту Закарпатської обласної державної адміністрації Мар'яна МАРУСИНЕЦЬ. Впродовж всіх пленарних засідань було представлено результати надзвичайно високого рівня, які супроводжувалися жвавими дискусіями та обговоренням.

Загалом, на конференції було представлено 52 доповіді від наукових установ з України, Чехії, США, Польщі, Франції, Словаччини та Литви.

На адресу Оргкомітету надійшло багато подяк від учасників конференції, а загальний підсумок таких висловлень надано в листі від Інституту ядерних досліджень НАН України:

Шановні колеги!

Ми, як Ваші київські колеги, дуже вдячні Вам за організацію Чарівного Наукового Дійства, яке Ви влаштували в Прекрасному Українському Місті Ужгород ! Багато наших науковців брали участь у Вашій Ювілейній Конференції, а деякі наші співробітники особисто, а не тільки в режимі онлайн, мали честь представляти свої досягнення у цьому Видатному Науковому Заході на Заході Нашої Батьківщини!

Окрема Зустрічна Подяка Вам і Колегам також і за Вашу Участь в Нашій Науковій Конференції-2024 Інституту ядерних досліджень НАН України !

Бажаємо Всій Вашій Згуртованій Команді Наукових Одномудців Творчої Наснаги та Неосяжних Наукових Успіхів у Русі до Обрїв Пізнання !

*З Великою Повагою та Найкращими Побажаннями,
Наукова Спільнота Інституту Ядерних Досліджень НАН України.*

*30 травня 2024
Київ-2024.*

Попри всі труднощі і негаразди сьогодення, до яких додалася воєнна агресія, колектив інституту зберіг свій науковий потенціал і продовжує активно працювати над актуальними проблемами фізики, і, зокрема з ядерної та радіаційної фізики, організацією наукових конференцій, підготовкою наукових кадрів, залученням до наукової роботи талановитої молоді. Навіть за таких обставин інститут робить усе від нього залежне, щоб підтримувати імідж України як країни з високим рівнем науки. Саме тому подвижницька праця науковців інституту, як і багатьох їхніх колег з інших установ НАН України, заслуговує на глибоку повагу.

*Голова Програмно-організаційного комітету,
член-кореспондент НАН України
Ганна Гомонай*

FOREWORD

The history of the foundation and development of nuclear physics in Transcarpathia begins in the mid-50s of the last century, when a young scientist, Volodymyr Shkoda-Ulyanov, began his pedagogical and scientific-organizational activities at the Faculty of Physics of Uzhhorod State University. After defending his PhD thesis on photonuclear reactions at the Kurchatov Institute for Atomic Energy (Moscow) in 1953, he came to Transcarpathia. He headed the Department of Experimental and Theoretical Physics at Uzhhorod State University. In 1969, the department was renamed to the Department of Nuclear Physics. In the same year, Volodymyr Shkoda-Ulyanov headed the Department of Photo-Nuclear Processes at the Institute of Physics of the USSR Academy of Sciences (since 1.07.1970 the Institute for Nuclear Research of the USSR Academy of Sciences). During his lifetime, the Department of Nuclear Physics of Uzhhorod State University and the Department of Photo-Nuclear Processes of the Institute for Nuclear Research of the Academy of Sciences of the USSR laid the foundation for the material and technical base for scientific research in the physics of photo-nuclear reactions. The further scientific contributions of his students conduce to creation in Uzhhorod the nuclear research center acknowledged in the national and world scientific communities as the third nuclear research center in Ukraine.

The Department of Photonuclear Processes of the Institute of Nuclear Research of the Academy of Sciences of the Ukrainian SSR together with the Department of the Theory of Elementary Interactions (until 1979 the Hadron Department) of the Institute of Theoretical Physics of the Academy of Sciences of the Ukrainian SSR became the foundation on which in 1979, at the initiative of the head of the Department of Quantum Electronics of the Uzhhorod State University, Professor Ivan Zapisochny (who always dreamed of "genuine science" and saw it, first of all, in the frame of the Academy of Sciences) the Uzhhorod branch of the Institute of Nuclear Research of the Academy of Sciences of the Ukrainian SSR was established. In September 1992, the Department of Photonuclear Processes became part of the first

academic institution in Transcarpathia, the Institute of Electronic Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine.

Today, the Department of Photonuclear Processes of the Institute of Electronic Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine has a unique nuclear physics facility (the M-30 microtron electron accelerator) for solving problems in nuclear physics, radiation physics, and radioecological safety. The range of energies of accelerated electrons (1-18 MeV) of the microtron allows it to be used for numerous applications in fundamental studies of excitation and fission of atomic nuclei (neutron physics, photonuclear reactions, excitation of isomeric states), as well as for applied nuclear physics, in particular, solid state radiation physics, nuclear medicine and ecology, gamma and neutron-activation analysis of chemical and microelemental composition of the substance, etc. The metrology test bench created on the base of the M-30 microtron for studying the radiation resistance of materials and different equipment under the influence of energetic neutron beams, gamma radiation, and fast electrons is widely used in the radiation certification of devices and materials for the space and special purposes. To some extent, this is unique and the only equipment of this type available in Ukraine. In particular, radiation tests of the first Ukrainian nanosatellite in the CubeSat format PolyITAN-1, created at NTUU KPI, were carried out on the M-30 microtron. The tests determined the degree of degradation of nanosatellite electronic components and solar panels.

The international scientific forum “Nuclear Physics in Transcarpathia” was held to confirm the high authority of the research of the Institute's Department of Photo-Nuclear Processes. During three days of work, this forum brought together 186 leading scientists from all over the world. The conference participants were welcomed by Vadym Loktev, Academician-Secretary of the Department of Physics and Astronomy of the National Academy of Sciences of Ukraine, the Academician of the National Academy of Sciences of Ukraine, Vitaliy Denisov, and the Head of the Department of Education, Science, Youth and Sports of the Transcarpathian Regional State Administration, Mariana Marusynets.

The Organizing Committee received many thanks from the conference participants, and a general summary of such statements is provided in a letter from the Institute of Nuclear Research of the National Academy of Sciences of Ukraine:

Dear colleagues!

We, your colleagues from Kyiv, are very grateful to you for the Magic Scientific Event which you organized in the beautiful Ukrainian city of Uzhgorod!

Many of our scientists participated in your Jubilee Conference, and some of our employees personally, and not only online, had the honor of presenting their achievements at this Outstanding Scientific Event in the West of Our Motherland! Special Thanks to you and your colleagues for your participation in our Scientific Conference-2024 of the Institute of Nuclear Research of the National Academy of Sciences of Ukraine! We wish all of your close-knit team of like-minded scientist's creative inspiration and immense scientific success in motion to the Horizons of Knowledge!

*With Best Regards and Best Wishes,
Scientific Community of the Institute of Nuclear Research of the National Academy of Sciences of Ukraine.*

*May 30, 2024
Kyiv-2024.*

During all plenary sessions, the results of a very high level were presented, accompanied by lively discussions and debates. In total, 52 talks were presented by researchers from Ukraine, the Czech Republic, the United States, Poland, France, Slovakia, and Lithuania. Despite all the present difficulties and troubles, to which the military aggression was added, the staff of the Institute has retained its scientific potential and continues to work actively on topical problems of physics, and in particular on nuclear and radiation physics, organizing scientific conferences, training scientific personnel, and attracting talented youth to scientific work. Even under such circumstances, the Institute does everything in its power to keep the image of Ukraine as a country with a high level of scientific research. That is why the selfless work of the Institute's scientists, as well as many of their colleagues from other institutions of the National Academy of Sciences of Ukraine, deserves deep respect.

*Chairman of the Program and Organizing Committee,
Corresponding Member of the National Academy of Sciences of Ukraine
Anna Gomonai*

МАТЕРІАЛИ КОНФЕРЕНЦІЇ

ЯДЕРНА ФІЗИКА НА ЗАКАРПАТТІ

Г.М. Гомонай

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород
e-mail: annagomonai@gmail.com

Ядерна фізика як наука про атомні ядра та їхні взаємоперетворення відіграла визначну роль у формуванні сучасного погляду на перебіг процесів у природі і стала однією з основних ланок людського пізнання світобудови від скупчень галактик до мікросвіту. Вона вже давно перестала бути тільки світоглядною наукою, вийшла на інженерний рівень розвитку, та стала науковою основою новітніх технологій. Дослідження у цій галузі суттєво вплинули на розвиток суспільства і викликали як великі сподівання «мирного атому», так і значні побоювання, що пов'язані з використанням ядерної енергії.

Витоки ядерних досліджень в Україні сягають ще довоєнних років, коли у 1928-1929 рр. у Харкові був створений Український фізико-технічний інститут (УФТІ) [1]. Варто зазначити, що цей інститут було створено за ініціативи директора Ленінградського фізико-технічного інституту академіка А. Іоффе, а до роботи залучено групу ленінградських вчених фізиків-експериментаторів, у тому числі К. Синельникова, О. Лейпунського та ін. [1, 2]. На той час був найпотужнішим науковим закладом в Україні. Саме там започатковувалася ядерна наука колишнього Радянського Союзу. Оскільки провідні вчені УФТІ (І. Обреїмов, К. Синельников, Г. Гамоу, П. Капиця) у свій час набували досвіду у «батька» ядерної фізики Е. Резерфорда, є підстави вважати, що ядерна тематика прийшла в Україну безпосередньо з Кембриджу. Було засновано надсекретну «Лабораторію № 1» з вивчення ядра, яка вважала себе безпосереднім продовжувачем лабораторії Е. Резерфорда у Кембриджі [2]. У 1932 році вчені відділу фізики ядра УФТІ К. Синельников, О. Лейпунський, а також дослідники А. Вальтер і Г. Латишев розщепили ядро атома літію штучно прискореними протонами [2]. Харків'яни всього кількома місяцями поступилися англійським вченим Дж. Кокфорту та Е. Уолтону із Кавендішської лабораторії, які першими у світі штучно розщепили ядро. За цю роботу англійські вчені згодом були удостоєні Нобелівської премії в галузі фізики за 1951 рік. До речі, предтечею розщеплення атомного ядра були наукові дослідження Г. Гамова, який ще у 1928 році запропонував теорію про потенціальний бар'єр ядра і ймовірність його подолання [2].

Напередодні війни (1941-1945 рр.) харківські вчені активізували дослідження, коли реальністю стала ланцюгова реакція поділу урану. Групою вчених під керівництвом О. Лейпунського було досягнуто визначних успіхів у встановленні умов здійснення ланцюгової реакції поділу ядер урану та оцінено енергію, яка при цьому виділяється.

У Києві у витоків цих напрямів став академік АН УРСР О. Лейпунський. І вже в 1944 році в Інституті фізики АН УРСР було розпочато створення наукового

центру для вирішення низки питань ядерної фізики та використання атомної енергії на базі введених у дію циклотрона У-120 (1956 р.), дослідницького ядерного реактора ВВР-М (1960 р.) та електростатичного генератора ЕГП-5 (1964) [3].

Успіх досліджень з ядерної тематики у Харкові та Києві став стимулом створення нових ядерних центрів. Відрадно, що третім осередком ядерної науки в Україні став саме Ужгород. 27 лютого 1969 року у м. Ужгороді згідно Постанови Президії Академії наук УРСР № 87 було створено відділ фотоядерних процесів Інституту фізики Академії наук (ІФ АН) УРСР. Невдовзі, вже 1 липня 1970 року цей відділ ввійшов до складу новоствореного Інституту ядерних досліджень Академії наук (ІЯД АН) УРСР (Розпорядження Президії АН УРСР від 16 квітня 1970 року №373). Варто зазначити, що 8 січня 1970 року в Ужгороді був створений ще один академічний відділ – відділ теорії адронів Інституту теоретичної фізики Академії наук (ІТФ АН) УРСР (Постанова № 14 Президії Академії наук УРСР).

Цій визначній події – створення академічного наукового осередку на Закарпатті – передувало цілий ряд факторів. По-перше, це кропіткий процес створення матеріально-технічної бази та кадрового потенціалу: відкриття у 1950 році фізико-математичного факультету в Ужгородському державному університеті (УжДУ), перший випуск якого за спеціальністю «фізика» відбувся у 1955 році. Більшість випускників цього факультету, із числа яких формувалися наукові та науково-педагогічні кадри високої кваліфікації, стали в майбутньому відомими вченими, якими пишається Закарпаття.

Саме у середині 50-х років 20 століття на фізичному факультеті УжДУ розпочали свою педагогічну і науково-організаційну діяльність молоді вчені Володимир Шкода-Ульянов [4], який приїхав на Закарпаття у 1953 році, після захисту кандидатської дисертації в Москві, в Інституті атомної енергії ім. І. Курчатова з проблем фотоядерних реакцій під науковим керівництвом академіка В. Гольданського, та Юрій Ломсадзе [5] – випускник Московського державного університету, який після захисту кандидатської дисертації “Про сингулярність електромагнітного потенціалу у вищих наближеннях теорії збурень” під науковим керівництвом академіка М. Маркова у 1955 році також приїхав в Ужгород і почав працювати на кафедрі експериментальної та теоретичної фізики УжДУ. В. Шкода-Ульянов у 1953 році очолив кафедру експериментальної та теоретичної фізики, а з 1969-го року створив кафедру ядерної фізики, оснащуючи її ядерно-фізичними установками, що є унікальними і сьогодні, а Ю. Ломсадзе у 1959 році очолює кафедру теоретичної фізики УжДУ. Це були саме ті дві особистості, без яких організацію та початкову діяльність перших осередків академічної науки на Закарпатті важко уявити.

По-друге, задуми молодих вчених підтримали провідні вчені Радянського Союзу [6]. Так, під час одного із своїх приїздів на Закарпаття у кінці 50-х років минулого століття академік АН СРСР П. Капіца, майбутній лауреат Нобелівської премії, зустрівся з першим секретарем Закарпатського обкому КПУ І. Ільницьким і виступив з пропозицією про створення академічного фізичного

підрозділу. Мотивував він це вкрай вдалим географічним положенням Ужгорода, сусідством із Угорщиною, Чехословаччиною, Румунією та Польщею, наявністю матеріально-технічної бази та високим рівнем фізичних досліджень в УЖДУ. Після отримання згоди, ним був підготовлений лист у відділ науки та освіти ЦК КПРС. Слід відзначити підтримку та активну участь у цих подіях академіка АН СРСР Г. Флерова, який, в свою чергу, звернувся з листом-підтримки до тодішнього першого секретаря ЦК КП України П. Шелеста та отримав повне сприяння. Проєкт Ю. Ломсадзе відкриття в Ужгороді відділу теорії адронів ІТФ АН УРСР підтримали такі відомі вчені як академіки АН СРСР В. Фок, М. Марков, проф. Д. Іваненко. Особливо слід відзначити сприяння та допомогу професора В. Шелеста, який у той час очолював новостворений ІТФ АН УРСР [6].



*Альма-матер фізиків Закарпаття –
фізичний факультет*

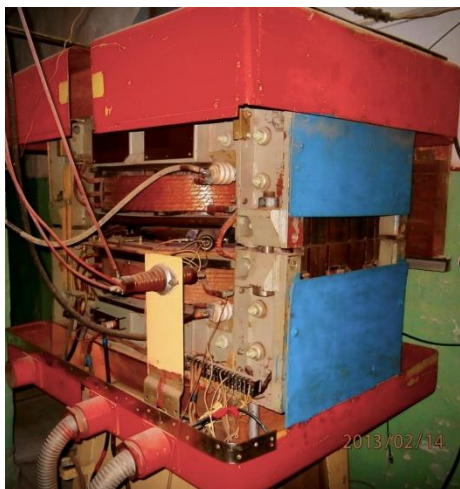


*Викладачі та співробітники кафедри
експериментальної і теоретичної фізики*

По-третє, склався зручний історичний момент. Розвиток науки в СРСР був однією з основних державних програм. Цей процес не міг оминати наймолодшу область країни – Закарпатську. Після повоєнного відновлення вищих навчальних закладів у Західній Україні та відкриття УЖДУ, поповнення університету науково-педагогічними кадрами з провідних вузів СРСР, перших випусків висококваліфікованих молодих спеціалістів, на черзі стало завдання розвитку та інтенсифікації власних промислових технологій, яке могло вирішитися лише при наявності наукової підтримки, яку могли надати наукові установи АН України. 15 січня 1969 р. було прийнято Постанову ЦК КП України «Про розвиток науки в західних областях України», на основі якої вийшла Постанова АН УРСР № 39 від 28 січня 1969 р. «Про подальший розвиток наукових закладів АН УРСР в західних областях УРСР», а згодом 24 лютого 1969 року «Про створення підрозділів АН УРСР в мм. Львів, Чернівці, Ужгород та Івано-Франківськ».

Таким чином у 60-х роках 20 століття розпочалася «ядерна ера» досліджень як на кафедрі ядерної фізики в УЖДУ, так і у відділі фотоядерних процесів ІЯД АН УРСР. В. Шкода-Ульянов першим на фізичному факультеті УЖДУ захистив докторську дисертацію і отримав звання професора на рідній кафедрі. За його ініціативи у 1959 році було побудовано спеціальний корпус

кафедри ядерної фізики, а трохи пізніше – експериментальний корпус, де в 1963 році було встановлено прискорювач електронів «Бетатрон Б-25» (із енергією до 25 MeV), а в 1968 році – «Мікротрон М-10» до 10 MeV.



Бетатрон Б-25



Мікротрон М-10

З часу створення першого академічного ядерного підрозділу в Ужгороді, відділу фотоядерних процесів, задача ставилася на розвиток експериментальних досліджень у галузі фізики збудження та поділу атомного ядра на основі базової ядерно-фізичної установки, електронного прискорювача, – мікротрона М-30, який був зданий в експлуатацію у 1975 році. Його параметри: струм до 50 мкА, можливість плавної зміни енергії прискорених електронів в межах 1-25 MeV, дозволяли формувати інтенсивні поля електронного, гамма- і нейтронного випромінювання.

Мікротрон М-30 був змонтований, налагоджений та створений в м. Ужгород руками молодих ужгородців – талановитих науковців та інженерів, яких зумів підібрати проф. В. Шкода-Ульянов. Це стало можливим при сприянні академіка АН СРСР П. Капіци, який забезпечив його робочі креслення, комплектуючі, а також умови для стажування персоналу [7].

Професор В. Шкода-Ульянов прожив достатньо коротке, але достойне життя. Він зумів втілити свою мрію в реальність. На кафедрі ядерної фізики та у відділі фотоядерних процесів ним було закладено фундамент матеріально-технічної бази для наукових досліджень з фізики фотоядерних реакцій, подальший розвиток якої його учнями сприяв створенню в Ужгороді визнаного в наукових колах третього ядерного наукового центру в Україні – після Харкова та Києва.

У 1979 році відділ фотоядерних процесів ІЯД АН УРСР та відділ теорії адронів ІТФ УРСР (з 1979 року – відділ теорії елементарних взаємодій) стали тим фундаментом, на основі якого за ініціативи професора Ужгородського державного університету І. Запісочного [8] було створено Ужгородське відділення ІЯД АН УРСР (Постанова Президії АН УРСР № 337 від 18.06.1979 р.). Метою такої реорганізації був подальший розвиток наукових досліджень з атомної й ядерної фізики та концентрація зусиль на найбільш актуальних

напрямах науки і техніки. У 1988 році відділення очолив професор О. Шпеник. У вересні 1992 року академічні відділи фотоядерних процесів та теорії елементарних взаємодій ввійшли до складу новоствореного Інституту електронної фізики НАН України (ІЕФ НАН України) – першого самостійного академічного інституту на Закарпатті. Інститут очолив професор (згодом – академік НАН України) О. Шпеник [9].



*Фундатори академічної науки на Закарпатті;
В. Шкода-Ульянов, Д. Сікора, І. Запісочний, О. Шпеник, Ю. Ломсадзе, В. Лендєл*

У 1975-1985 роках кафедру ядерної фізики УЖДУ очолив доцент О. Парлаг, а з вересня 1986 року – професор І. Хіміч. Становлення і зростання кафедри безпосередньо пов'язано з її викладачами Д. Сікорою, В. Удодом, В. Пилипченком, Я. Костю та інженерно-допоміжним складом кафедри. У 2006 році на базі кафедри було створено Відділення фізики ядра та елементарних частинок кафедри теоретичної фізики, яке очолив доцент І. Гайсак.

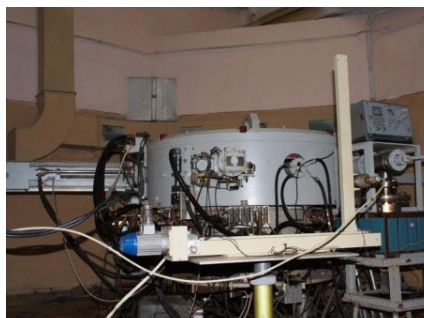


*Викладачі кафедри ядерної фізики
В. Пилипченко, О. Парлаг, І. Соколюк, І. Хіміч, А. Осипенко, А. Гутій (2000 рік)*

У мікротронній лабораторії кафедри [10] на бетатроні (на енергію 25 MeV) було розроблено фотонейтронну методику при проведенні ядерно-фізичних досліджень з використанням запізненого випромінювання при фотоподілі урану і торію. Подальша розробка і впровадження цієї методики дозволило вже на мікротроні М-10 визначати важкі елементи Ва, Рb, U, Th та інших елементів за порогом γ -реакції у гірських породах. Саме це сприяло проведенню широкого кола експериментальних досліджень з фізики поділу важких ядер, запізнюючих нейтронів, ізомерних станів. Особливо слід відзначити цикл робіт для потреб народного господарства Закарпатської області: вивчення радіоактивності мінеральних вод, вмісту благородних і дорогоцінних металів у геологічних породах, рудах тощо. Також проводяться теоретичні дослідження спектральних характеристик атомних та ядерних тричастинкових систем.

В академічному підрозділі – відділі фотоядерних процесів – справу професора В. Шкоди-Ульянова продовжило нове покоління фізиків-ядерників. З 1971 по 19774 рік завідувачем відділу був к.ф.-м.н. Б. Яковлев. Впродовж основних років становлення (1974-1996 рр.) керував відділом д.ф.-м.н. Д. Сікора, а з 1996 р. і дотепер відділ очолює д.ф.-м.н., проф. В. Маслюк. Інженерно-технічну службу мікротрона очолювали головні інженери В. Хасанов (1969-1971 рр.), К. Попович (1971-1993 рр.) та Й. Гайніш (1993 р. – по теперішній час).

На сьогодні основні напрями діяльності відділу пов'язані з фізикою фотоядерних процесів; радіаційних явищ; ядерних і радіаційних технологій; ядерною, радіаційною та екологічною безпекою, радіоекологією; ядерно-фізичною технологією у проблемах медицини та біології. Базовою експериментальною установкою відділу є електронний прискорювач – мікротрон М-30 [11]. Мікротрон М-30 – циклічний прискорювач релятивістських електронів зі змінною кратністю прискорення, з потужністю в імпульсі 9 МВт, частотою генерації 3200 МГц, тривалістю імпульсу опромінення – 0,2–0,3 мкс, прогальністю (скважністю) – 3300–5000.



Мікротрон М-30

На тепер мікротрон М-30 є єдиною й унікальною в Україні ядерно-фізичною установкою в діапазоні енергій прискорених електронів 1–30 MeV, що має необхідне обладнання, напрацьовані методики та кваліфікований персонал з досвідом роботи в галузі радіаційної сертифікації приладів і матеріалів космічного та спеціального призначення. Згідно з розпорядженням Кабінету

Міністрів України від 19.08.2002 № 472-р, мікротрон М-30 внесено до переліку об'єктів, що становлять національне надбання України.

Висока моноенергетичність (до 0,02%), можливість у широких межах змінювати енергію та щільність потоку прискорених електронів робить мікротрон М-30 привабливим для вирішення ряду задач фундаментального та прикладного характеру. Роботи фундаментального напрямку досліджень стосуються вивчення природи стійкості ядерної матерії, фізики ізомерних станів, систематизації уламків поділу атомних ядер та ролі ядерних оболонок. Інший, прикладний напрямок досліджень відноситься до радіаційної фізики твердого тіла, вивчення процесів взаємодії іонізуючого випромінювання з твердими тілами, фізики прискорювачів, активаційного аналізу, ядерної медицини та радіоекології довкілля. На базі мікротрона М-30 розроблено та реалізовано метрологічний стенд для радіаційних випробувань матеріалів та приладів космічного і спеціального призначення. Відділ виступає в ролі експертної структури оцінювання радіаційних ризиків об'єктів ядерної медицини в Закарпатті, а також у заходах протидії транскордонній ядерній злочинності. Співробітники відділу беруть участь у виконанні дослідницьких та атестаційних госпдоговорів для Національного космічного агентства України, *Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» ім. М.К. Янгеля»*. Проводять спільні дослідження з науковими групами вищих навчальних закладів Київського національного університету ім. Тараса Шевченка, національного університету «Львівська політехніка», Луцького технічного університету, Чернівецького державного університету та Ужгородського національного університету. Співробітники відділу тісно співпрацюють з колегами з ІЯД НАН України та ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут».



Робочий візит до відділу фотоядерних процесів директора Інституту фізики високих енергій і ядерної фізики ННЦ «ХФТІ» НАН України, д.ф.-м.н., проф. Г. Коваленка та старшого наукового співробітника цього інституту С. Карпуса (2022 р.)

Відділ має також сталі міжнародні наукові зв'язки з провідними науково-дослідними центрами Європейського Союзу, що підкріплюються новими

проектами спільних досліджень за актуальними тематиками ядерної фізики та радіаційної фізики. Зокрема, відділ є учасником договорів про співпрацю із Інститутом ядерних досліджень Угорської АН (м. Дебрецен), з Інститутом радіохімії та радіоекології університету Паннонія (м. Веспрем, Угорщина), Інститутом експериментальної фізики Словацької АН (м. Кошіце, Словаччина). Спільно з Інститутом радіохімії та радіоекології університету Паннонія проведено дослідження поширення радону та радіаційне картографування його рівнів у м. Ужгород. Спільні дослідження на мікротроні М-30 в напрямку тканиноеквівалентної дозиметрії проводяться з науковцями Інституту ядерних досліджень Польської АН (м. Краків).

Поруч з головними напрямками діяльності у звітному періоді відділ розпочав дослідження у нових найсучасніших напрямках, що стосуються новітніх підходів теорії нуклеосинтезу, фізики ізомерів атомного ядра, розробки методів кольорової статистики для систематизації уламків поділу атомних ядер, нової концепції ядерного датування об'єктів довкілля, картографування та встановлення параметрів радіаційної погоди для регіону по результатах радіоекологічного моніторингу.

Але найбільша цінність відділу – це його висококваліфіковані спеціалісти: наукові співробітники та інженерно-технічний персонал. Саме завдяки їх ентузіазму, невтомній праці було досягнуто визначних успіхів у всіх перерахованих вище напрямках ядерної та радіаційної фізики.



Співробітники відділу фотоядерних процесів (2023 рік)



**Завідувач відділу
д.ф.-м.н., проф.
В. Маслюк**



**Головний інженер
мікротрона М-30
Й. Гайніш**

Наукові дослідження вчених відділу отримали гідне визнання у наукових колах як України, так і міжнародного наукового загалу. За видатні заслуги в галузі ядерної фізики д.ф.-м.н. В.Мазура було відзначено Державною премією в

галузі науки і техніки, д.ф.-м.н., проф. В.Маслюка та к.ф.-м.н. О. Парлага –
Премією НАН України імені К.Д. Синельникова.

**Державна премія України
в галузі науки і техніки**



В.М. Мазур
*Законормірності та аномальні
явища в ядерних процесах
(1999 р.)*

**Премія НАН України
імені К.Д. Синельникова**



В.Т. Маслюк, О.О. Парлаг
*Загальні моделі поділу та систематизації
продуктів поділу атомних ядер
(2022 р.)*

Що стосується кадрового потенціалу, то у відділі досягнуто певного балансу між «досвідом» та «молодістю», створюються всі умови для участі молодих науковців у науково-дослідній роботі. Адже науковці формуються в наукових колективах протягом багатьох років, причому ключову роль відіграє індивідуальне навчання під керівництвом досвідчених фахівців. Це суттєво сприяє як дослідницькій діяльності молодих вчених, так і їх мотивації працювати в науці.

**Премія НАН України
для молодих учених**



О. Поп
(2019 р.)



**Грант НАН України дослідницьким
лабораторіям/групам молодих вчених**



Н. Святюк, І. Пилипчинець, Є. Олейніков, В. Роман, О. Поп
*Радіоекологічний моніторинг вмісту радіонуклідів у водно-
грунтовому комплексі українських Карпат: модель
прогнозування й запобігання можливим катастрофічним
наслідкам (2022-2023 рр.)*

А результати такої роботи вже відчутні. Незважаючи на величезні виклики, як-от наслідки військової агресії росії, проблеми з фінансуванням, втрата

популярності науки, молоді вчені та аспіранти відділу фотоядерних процесів активно працюють та добиваються визначних результатів у різних напрямках ядерної та радіаційної фізики, щороку виграють конкурси з отримання грантів НАН України для молодих вчених, к.ф.-м.н. О. Поп нагороджено Премією НАН України для молодих вчених. Ці перемоги є свідченням високого рівня наукових досягнень і значного внеску молодих вчених відділу в популяризацію й розвиток науки та ядерної фізики зокрема. І саме це дає надію, що незважаючи на всі виклики наука, зокрема ядерна фізика, буде і надалі розвиватись на закарпатській землі, а відділ фотоядерних процесів ІЕФ НАН України буде займати міцні позиції у «трикутнику» ядерних центрів України – Київ, Харків, Ужгород.

- [1] Г.Л. Звонкова, Дослідження з історії і філософії науки і техніки, 31, № 2, 125 (2022).
- [2] М. Григорчук, Світогляд, №6 (56), 26 (2015).
- [3] І. Вишневський, Ядерна фізика та енергетика, 17, №2, 107 (2016).
- [4] В.О. Шкода-Ульянов, Міжнародна асоціація випускників ДВНЗ «Ужгородський національний університет. [Електронний ресурс] – Режим доступу: https://www.uzhnu.edu.ua/uk/alumni_association/pride5.html.
- [5] В.Ю. Лазур, Науковий вісник Ужгородського університету. Сер. Фізика, Вип. 25, 231 (2009).
- [6] Г.М. Гомонай, А.М. Завілопуло, Вісник НАН України, №7, 71 (2021).
- [7] В.Т. Маслюк, Вісник НАН України, №11, 46 (2016).
- [8] І.П. Запісочний, Шлях в науку. Спогади (Мистецька лінія, Ужгород, 2002).
- [9] Академік Отто Шпенік; До сімдесятиріччя від дня народження (Мистецька лінія, Ужгород, 2008).
- [10] О. Шафраньош, Навчально-наукова мікротронна лабораторія Ужгородського національного університету. [Електронний ресурс] – Режим доступу: <https://www.uzhnu.edu.ua/uk/news/navchalno-naukova-mikrotronna-laboratoriya-uzhnu.htm>
- [11] М.І. Романюк та ін., Журнал фізичних досліджень, 26, №1, 1201 (2022).

55-РІЧЧЯ ВІДДІЛУ ФОТОЯДЕРНИХ ПРОЦЕСІВ ІЕФ НАН УКРАЇНИ

В.Т. Маслюк

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород
e-mail: volodymyr.maslyuk@gmail.com

Вступ

Стан розвитку науки визначає інтелектуальне обличчя та освітній рівень суспільства, здатність до створення та впровадження нових технологій, та, загалом, наше місце у світі. Наука відіграє роль «м'якої сили», яка здатна регулювати соціальні відносини, культуру і мистецтво, стверджувати самосвідомість нації, реакцію на нові виклики та закладати нові орієнтири розвитку суспільства. Як і всяке цивілізаційне явище, наука має свої пріоритети у різних галузях життя суспільства, – гуманітарних та природничих, потребуючи як соціальну й інтелектуальну основу, так і ресурси для свого розвитку.

У своїх попередніх виступах я говорив про феномен створення в 50–60-х роках минулого століття потужного науково-освітнього центра у малому провінційному містечку, яким тоді був Ужгород – університету та академічного підрозділу, що об'єднував теоретичний відділ, орієнтований на фізику сильних взаємодій, та ядерно-фізичний підрозділ, здатний виконувати експериментальні дослідження поділу та збудження атомного ядра. Цілі, які ставилися керівництвом тодішнього СРСР, були далекими від забезпечення добробуту і благополуччя свого населення та миру у всьому світі. Період після військової відбудови, холодна війна, що починалася, потребували міцного промислового потенціалу, нових військових можливостей, які могла дати лише сильна наука. Тому ставилися дуже серйозні вимоги до якості навчання та розвитку науки, причому ядерна фізика мала свою особливу роль у створенні ядерної парасольки для тодішньої радянської імперії, яка перетворилася в ядерний батіг імперії, що стала її правонаступницею. Постколоніальний статус нашої держави, яка вийшла з уламків СРСР, не дозволив втримати високий рівень розвитку науково-технічної бази та зберегти свій ядерний статус, який вона мусила мати як держава–засновниця ООН. Некомпетентність та слабкість політичних еліт тих часів є причиною колапсу та сучасного стану нашої економіки, а також стану повномасштабної війни, у якому ми є зараз.

Тому і тепер, як 50–60 років тому, актуальною задачею стає розвиток матеріально-технічної бази та створення збройного потенціалу, здатного надійно захистити нашу країну. І перша, і друга задачі можуть бути вирішеними лише з залученням здобутків вітчизняної науки.

Відділ фотоядерних процесів

Перший академічний підрозділ – Відділ фотоядерних процесів – був створений 27 лютого 1969 року Постановою Президії АН УРСР як відділ Інституту фізики АН УРСР. При організації в 1970 році Інституту ядерних досліджень АН УРСР відділ фотоядерних процесів ввійшов до складу цього Інституту, завідувачем призначено професора В.О. Шкоду-Ульянова, а теоретична група відділу була перетворена у самостійний відділ теорії адронів Інституту теоретичної фізики АН УРСР, керівником якого став професор Ю.М. Ломсадзе. У 1972–1973 роках відділ фотоядерних процесів очолював Б.М. Яковлев, а 2 січня 1974 року на посаду завідувача призначено випускника УжДУ кандидата фізико-математичних наук Д.І. Сікору. З 1 жовтня 1996 року відділ фотоядерних процесів очолює професор В.Т. Маслюк.

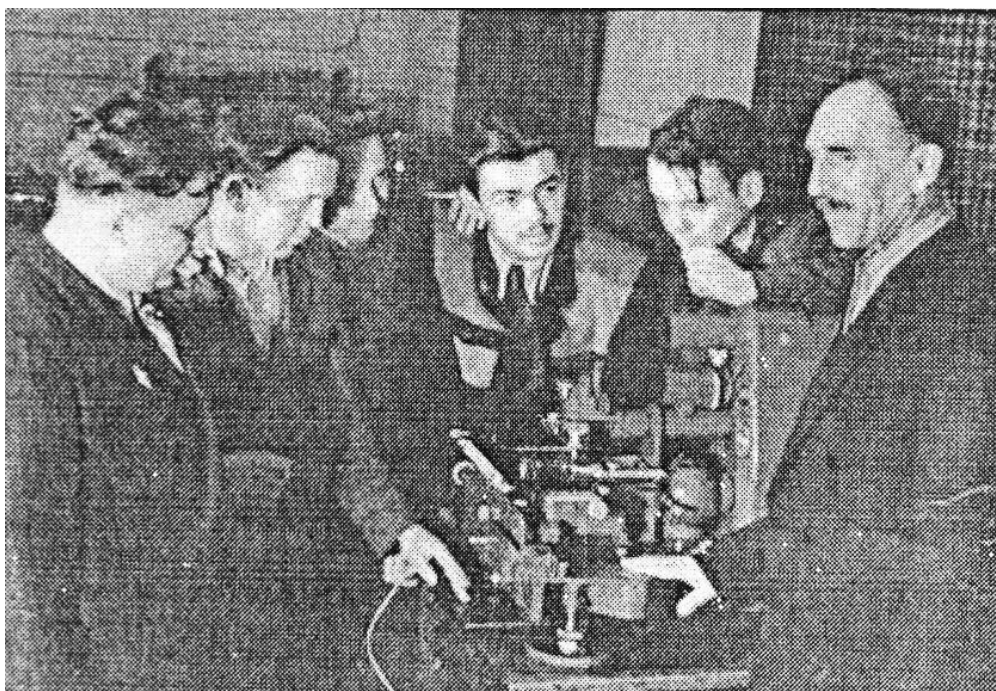


Рисунок 1. Закарпатські фізики В. Шкода-Ульянов, М. Громовчук, О. Парлаг, В. Лендбел, Ю. Алтайський разом з лауреатом Нобелівської премії, з академіком М.М. Семеновим (Ужгород, 1974 рік).

За задумом та внаслідок зусиль фундатора ядерної науки в Закарпатті професора В.О. Шкоди-Ульянова у мікрорайоні Шахта м. Ужгорода був побудований експериментальний корпус, в якому розмістили електронний прискорювач – мікротрон М-30 – з енергією прискорення електронів до 30 мільйонів електронвольт! Під керівництвом Дмитра Ілліча Сікори завершено монтаж мікротрона М-30 та проведено його фізичний запуск і введення в експлуатацію 50 років тому, у 1974 році.

І якщо здобутки фізиків-ядерників, отримані на мікротроні М-30, широко представлені у міжнародних та вітчизняних виданнях і є відомі науковому загалу, варто згадати про інше досягнення, пов'язане із Відділом: радіаційний стенд матеріалів та приладів космічного призначення.

Відомо, що радіаційна стійкість матеріалів та обладнання є в числі базових параметрів, що визначають тривалість та ефективність функціонування космічних апаратів (КА) на орбітах Землі. Більше половини відмов у роботі обладнання КА обумовлено впливом радіаційних факторів космічного простору, зокрема високоенергетичних пучків електронів та протонів. Світова практика вирішення цих проблем полягає у створенні наземних стендів, що імітують радіаційні фактори космічного випромінювання. Створення радіаційних випробувальних стендів є актуальною і важливою задачею космічного приладобудування, що може бути реалізована лише на базі наявних ядерно-фізичних установок. Окрім завдань з радіаційних випробувань апаратури космічного та спеціального призначення, такі стенди вирішують задачу пошуку нових радіаційно-стійких матеріалів і функціональних структур на їх основі, розробки систем пасивного захисту КА, тощо.



Рисунок 2. Наукові та науково-технічні співробітники відділу фотоядерних процесів ІЄФ НАН України (2002 рік)

Історія створення випробувальних центрів для космічної галузі в Україні має початком середину 80-х років минулого століття, коли в СРСР, частиною якого була Україна, розпочато масштабну програму розвитку космічної галузі. За короткий час було створено 11 радіаційних стендів, що імітували дію нейтронних, іонних, електронних та протонних пучків на апаратуру КА, розроблено і модернізовано стандарти з метрологічного забезпечення радіаційних випробувань. В Україні була розгорнута найбільш важлива частина таких випробувань на базі академічних підрозділів: екіпажу прискорювача У-240, Інституту ядерних досліджень м. Києва, та відділу фотоядерних процесів м. Ужгорода, на той час, – Ужгородського відділення Інституту ядерних досліджень. ТанDEM колективів циклотрона У-240 та прискорювача електронів мікротрона М-30 дозволив запропонувати єдину площадку для випробування матеріалів та обладнання практично всіх компонент космічної техніки СРСР на дію пучків протонів (8 – 80 MeV) та електронів (1–18 MeV). Високоенергетичні пучки ядерних частинок з високою проникністю у речовині, які генерували ці ядерні установки, дозволяли з високою достовірністю вивчати радіаційну стійкість цілісних апаратурних комплексів та ефективність систем пасивного захисту КА. Частина радіаційних випробувань також відбувалася на кафедрі ядерної фізики Ужгородського університету, на базі мікротрона М-7 для енергій до 7 MeV. Вимоги, які ставилися до організації радіаційних випробувань, полягали у забезпеченні натурних експериментів не з компонентами, а з готовими приладами. Інші вимоги стосувалися температурних умов та режимів їх активного функціонування при випробуваннях, а також метрологічного забезпечення таких експериментів. Вибір циклотрона та мікротронів як базових установок для радіаційних стендів вирішував одну з проблем дозиметричного супроводу радіаційних випробувань, оскільки вони генерують пучки практично моноенергетичних ядерних частинок. Інші проблеми – теоретичне обґрунтування, апаратурне та методичне забезпечення такої діяльності вирішувалися «з коліс» з участю персоналу ядерно-фізичних центрів, оскільки потреба у радіаційних випробуваннях постійно зростала. Значна частина методичної роботи з організації радіаційних випробувань була виконана на базі мікротрона М-30 (м. Ужгород), персонал (Маслюк В., Попович К., Теке О., Гайніш Й., Ордоді Я., інші) якого був залучений на всесоюзному рівні для розробки регламентів та метрологічного забезпечення опромінення необхідного обладнання. Були вирішені і юридично-правові питання організації періодичної атестації обладнання ядерно-фізичних центрів та дозиметричного супроводу радіаційних випробувань. Складність полягала у необхідності синхронізації діяльності академічних, метрологічних інституцій, а також представників

замовників від космічної галузі для узгодження умов радіаційної атестації та повірки апаратури космічного призначення. Оскільки потрібна доза в умовах опромінювання на ядерно-фізичних установках набиралася за значно коротший час, ніж в орбітальних умовах, ужгородські фізики вирішували задачу адекватності імітації дефектоутворення в об'єктах, що опромінювалися при прискорених радіаційних випробуваннях та реальних умовах. Інший клас задач, ініційованих вже ужгородцями, полягав у дослідженнях можливості імітації радіаційних дефектів, що утворюються при опроміненні зразків ядерними частинками одного сорту (нейтрони, протони) за допомогою пучків високоенергетичних електронів певної енергії при варіації щільності їх потоку та умов опромінювання.



Рисунок 3. Будівництво відділу фотоядерних процесів (1967 рік)



Рисунок 4. Відділ фотоядерних процесів ІЕФ НАН України (2010 р.)



Рисунок 5. Пультова та метрологічна лава для радіаційних випробувань матеріалів та приладів космічного призначення мікротрону М-30

За час, що передував проголошенню незалежності України, було здійснено декілька метрологічних атестацій стенду для радіаційних випробувань

космічного обладнання на базі мікротрона М-30 відділу фотоядерних процесів м. Ужгород. Кожна атестація потребувала виконання тривалої підготовчої роботи, мета якої полягала у дослідженні просторово-часових і енергетичних характеристик електронного пучка мікротрона М-30, зокрема, енергії, щільності потоку електронів та розподілу щільності потоку електронів, експлуатаційних характеристик М-30, які впливають на просторово-часові та енергетичні характеристики електронного пучка мікротрона до визначення допустимих відхилень експлуатаційних параметрів, що забезпечують при опроміненні зразків підтримку енергії електронів з похибкою $\pm 5\%$, щільності потоку електронів з похибкою $\pm 10\%$ та інтегрального потоку з похибкою $\pm 15\%$. Була розроблена методика та оснащення для встановлення енергії пучка електронів та нерівномірності розподілу густини потоку електронів на площі опромінення, а також контролю робочих параметрів М-30: стабільності струму, пікової густини потоку електронів та інтегрального потоку в імпульсі.



Рисунок 6. Співробітники відділу фотоядерних процесів (2000 рік)

Про інтенсивність проведення спеціальних опромінювань може свідчити той факт, що екіпаж мікротрона М-30 часто переходив на 3-х змінний графік роботи, протягом року на роботи з радіаційної атестації виділялося до 2000 пучко-годин! Створена в результаті роботи Методика радіаційних випробувань синтезувала отримані результати шляхом встановлення послідовності операцій

при дозиметричному супроводі опромінення зразків заданого розміру і натеper є надбанням колективу Інституту електронної фізики НАН України як правонаступника Ужгородського відділення Інституту ядерних досліджень.

Проголошення незалежності України поставили нові завдання організації радіаційних випробувань для вітчизняної космічної галузі, оскільки радіаційні стенди, розташовані у Росії, дуже швидко стали недоступними для наших спеціалістів. Відродження власної бази для організації радіаційних випробувань стало важливим завданням для тих часів і ускладнювалося турбулентністю державно-політичних процесів та матеріально-технічними проблемами перших років незалежності. Проголошення без'ядерного статусу України в деяких відомствах трансформувалося у масову відмову від радіаційних технологій та необхідності дотримання радіаційних стандартів для обладнання спеціального призначення.

Натеper мікротрон М-30 Інституту електронної фізики НАН України є єдиною та унікальною в Україні ядерно-фізичною установкою в діапазоні енергій прискорених електронів 1–30 МеВ, що має необхідне обладнання, методики та кваліфікований персонал з досвідом робіт з радіаційної сертифікації приладів і матеріалів космічного та спеціального призначення. Згідно розпорядження Кабінету Міністрів України від 19.08.02 № 472-р мікротрон М-30 внесено до переліку об'єктів, що становлять Національне надбання України. Радіаційний стенд дозволяє проводити прискорені випробування виробів у діапазоні щільностей потоку електронів від 10^8 до 10^{13} ел./($\text{см}^2\text{сек.}$), розміри атестованих полів опромінювання до $120 \times 80 \text{ см}^2$. Регулювання енергії прискорених електронів відбувається покроково у межах 3–30 МеВ: з кроками 1,5 МеВ у першому та 3 МеВ у 2-му режимах шляхом встановлення відповідних хвилевідних НВЧ вставок у вакуумній камері. Струм прискорених електронів у імпульсі змінюється в межах 20 – 50 мА, тривалість імпульсу струму пучка 0,15 – 0,20 мкс, частота повторення імпульсів 2000 с^{-1} . Метрологічна лава (рис. 1б) містить обладнання для формування однорідних радіаційних полів, прилади контролю їх параметрів, а також кріплення для зразків, що опромінюються. Характеристики радіаційних полів (енергія, однорідність радіаційного поля) табульовані через кожні 0,5 м для віддалей від 0 до 4 м.

За минулі роки проведена значна робота з модернізації обладнання для контролю параметрів радіаційних полів М-30 і дозиметричного супроводу експериментів з опромінення: розроблено програмне забезпечення та виготовлено роботизоване обладнання (Романюк М., Плакош Ю.) для робіт у полях іонізуючого випромінювання, віртуальний пульти управління мікротроном

з фіксацією умов набирання необхідної дози опромінення та робочих параметрів під час експерименту. Вимірювальна та дозиметрична апаратура проходять щорічну метрологічну повірку, є ліцензія Держатомрегулювання України для проведення робіт з джерелами іонізуючого випромінювання, яким є і мікротрон М-30.

Роботи, що зараз проводяться з використанням мікротрона М-30, стосуються широкого спектра досліджень у галузі космічного приладобудування. В першу чергу, це роботи з радіаційної сертифікації приладів та матеріалів КА за діючими програмами КБ «Південне», які не припинялися за всі роки незалежності України. Особливістю цієї діяльності є підпорядкування їх стандартам з опромінювання США та Євроспівтовариства, високий рівень імітаційного моделювання та прогнозування надійності елементів, обладнання та конструкцій для КА, яким володіє КБ «Південне». Традицією також є широка програма попередніх досліджень, що стосуються реальних умов радіаційної деградації елементів бортової апаратури, сонячних батарей КА, оптимізації конструкцій пасивного захисту КА, пошуку нових матеріалів та радіаційно-стійких компонент електронних пристроїв (КБ «Південне», Доценко О.В.). Отримані результати таких досліджень опубліковані у провідних наукових виданнях, отримали схвальні відгуки фахівців європейських космічних програм. Науковці ІЄФ НАН України (Маслюк В.) залучаються як експерти радіаційної стійкості обладнання, що розробляється в рамках існуючих програм КБ «Південне».

Серед здобутків колективу мікротрона М-30 є роботи з калібрування спектрометра-телескопа СТЕП-Ф для радіаційного картографування поверхні Землі в рамках міжнародної програми Коронас–Фотон, радіаційні тестування електронної апаратури, виготовленого в рамках міжнародного космічного проекту «SIDRA» Україна–Іспанія (Дудник О.В.), а також вітчизняного наносупутника «ПОЛКАН-1», виготовленого фахівцями Київського політехнічного інституту (Расамакін Б.М.) та ряд інших.

Перелік здобутків був би не повним, якби не відзначити, що цього року мікротрон М-30, єдина установка з України, внесена до Європейської бази даних ядерно-фізичних установок, створеної на базі Європейської організації з ядерних досліджень (ЦЕРН), з перспективою використання його можливостей для спільних досліджень. Це вимагало немалих наших зусиль, адже дотепер Україна була відсутньою на ядерній мапі Європи.

Перспективи розвитку радіаційних випробувань полягають у відновленні практики державної сертифікації та метрологічній атестації стендів на базі наявних ядерно-фізичних установок нашої країни та широка участь у

міжнародних програмах забезпечення радіаційної стійкості та тривалого функціонування КА.

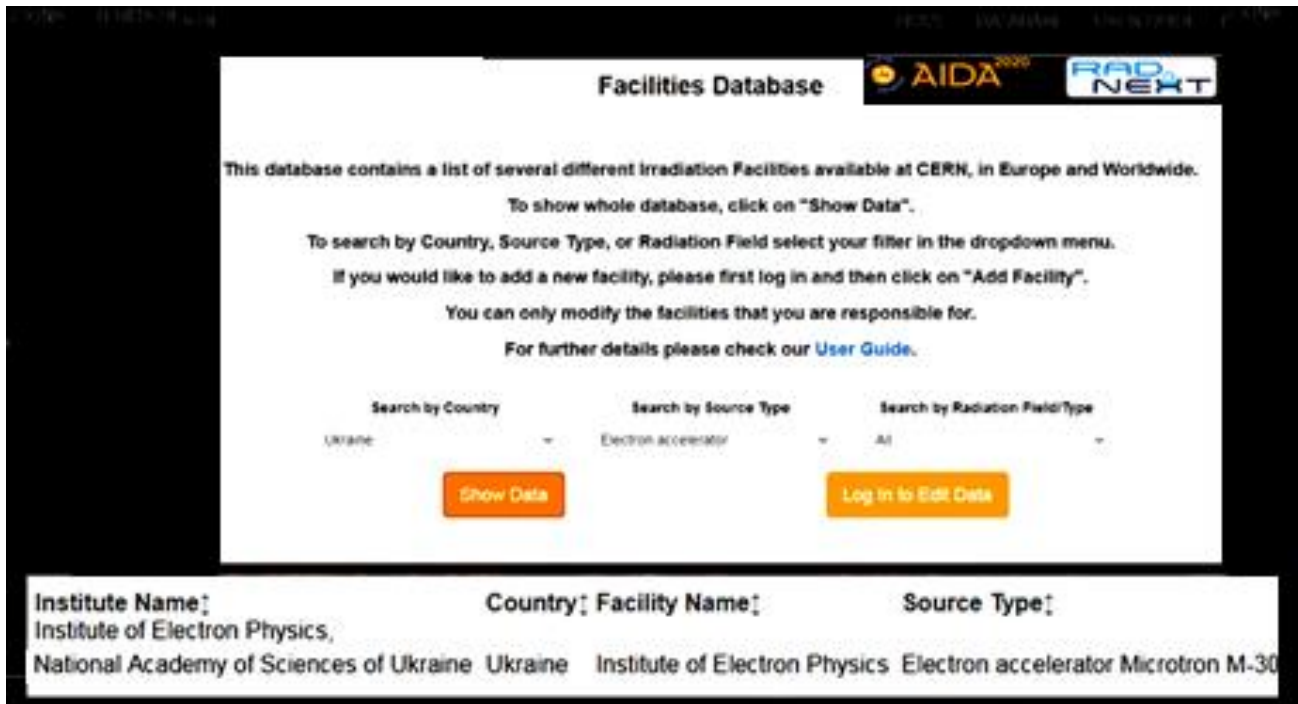


Рисунок 7. Скріншот про включення мікротрона М-30 до бази даних ЦЕРН (<https://irradiation-facilities.web.cern.ch/publicDB.php>)

Перспективи наукового розвитку Відділу фотоядерних процесів ІЕФ НАН України, рік 2024

- Збереження наукового потенціалу для проведення експериментальних досліджень на мікротроні М-30 фотоядерних процесів збудження та фотоподілу атомних ядер, встановлення ядерно-фізичних констант цих процесів, важливих для астрофізики, ядерної енергетики та ядерної медицини;
- Продовження прикладних досліджень на мікротроні М-30: атестація радіаційного стенду повірки радіаційної стійкості матеріалів і приладів космічного та спеціального призначення; створення радіаційного стенду та дозиметричного супроводу змішаних гамма-нейтронних полів для реакторної дозиметрії, гамма- та нейтрон-активаційного аналізу; фізика радіаційних перетворень у твердих тілах; розробка наукових основ ядерних і радіаційних технологій та нових регламентів ядерної, радіаційної і техногенно-екологічної безпеки та радіоекології;
- Дослідження в напрямку ядерної медицини, радіобіології та фармації. Підтримка терапевтичних та діагностичних можливостей медичних

закладів регіону, що використовують методи ядерної медицини. Взаємодія з місцевими адміністраціями у питаннях контролю поширення радону, захисту довкілля, розробки превентивних заходів покращення якості життя, збереження лісових насаджень та водних ресурсів. Активна участь у заходах протидії транскордонній ядерній злочинності.

- Радіоекологічний моніторинг об'єктів довкілля гірських районів, водного басейну р. Тиса в Закарпатті, радіаційне картографування територій, встановлення стандартів поширення хімічних елементів та радіонуклідів природних уран/торієвих рядів, вивчення геолого-хімічних особливостей формування стальних порід Карпат, їх ядерне датування.
- Розвиток взаємодії з регіональними дослідницькими центрами Євро-карпатського регіону, які використовують методи ядерно-фізичних досліджень, координація науково-дослідницької діяльності у сфері охорони навколишнього середовища, ядерної медицини, радіаційної фізики твердого тіла.
- Створення науково-освітнього консорціуму на базі ядерних підрозділів регіону для подальшого розвитку фундаментальних та прикладних досліджень, формування нового бізнес середовища з використанням високотехнологічних виробництв.

ПРОФЕСОР ДМИТРО СІКОРА – ПЕРШИЙ ІЗ ЗАКАРПАТСЬКИХ ФІЗИКІВ-ЯДЕРНИКІВ (Слово про брата)

С.І. Сікора

e-mail: stepansikora@gmail.com

Мій старший брат, відомий закарпатський фізик, доктор фізико-математичних наук Дмитро Ілліч Сікора, все своє життя присвятив дослідженням у галузі ядерної фізики. Але він не був “сухарем”-технократом, для якого не існує світу за межами ядерної установки. Дмитро Ілліч любив літературу, не пропускав в Ужгороді жодних гастролей симфонічного оркестру, досконало володів угорською, французькою та англійською мовами [1].

Народився Дмитро 17 жовтня 1931 року у селянській родині в селі Старе Давидково Мукачівського району. У 1942 році Дмитро вступив у Мукачівську гімназію, а закінчував уже середню школу №1 імені О. Пушкіна в Мукачеві. А позаяк бракувало вчителів, то випускника десятирічки взяли вчителем початкових класів у селі Зняцево. Важкий 1949 рік він пробув у цьому селі. На Закарпатті почалася колективізація, яка була одним із найнеприємніших спогадів про його життя. Адже учителів теж робили знаряддям цієї насильної акції.



Викладачі та перші випускники фізико-математичного факультету УЖДУ (1955 р.)

Після відкриття у 1950 році фізико-математичного факультету Дмитро Сікора вступив в Ужгородський університет, який закінчив з відзнакою у 1955 році за спеціальністю «фізик» і був зарахований на викладацьку посаду асистентом на кафедрі ядерної фізики. З того часу його життя нерозривно поєднане з цим напрямом науки. Варто зауважити, що власне до фізики його підштовхнула вчителька з фізики Пономаренко. А почалося все зі статті у “Піонерській правді” про детекторний приймач. Він захотів зробити такий самий. Сконструював ніби все правильно, але приймач не працював. Тоді звернувся до вчительки фізики і вдвох вони дали раду. На той час радіо у селі мав чи не єдиний директор школи. А тут раптом хлопчина сам собі приймач змайстрував. Згодом зібрав і ламповий.

Навчання на фізичному факультеті запам’яталося тим, що вони були першими студентами – і все «обкатувалося» на них. На четвертому курсі в Ужгород приїхали нові викладачі, молоді вчені — Володимир Шкода-Ульянов, Іван Запісочний, Юрій Ломсадзе. Пізніше до них долучилися Дмитро Чепур, Матрона Братійчук. Це дуже якісно відбилося на викладацькому складі фізичного факультету. Цим викладачам Дмитро завдячує і своєму становленню як науковця.

У 1962 році закінчив аспірантуру при кафедрі ядерної фізики Ужгородського державного університету. У 1964 році першим із закарпатських фізиків-ядерників захистив кандидатську дисертацію на тему “Виходи нейтронів з мішеней “нескінченно” великої товщини під дією електронів” в Інституті фізики АН УРСР (м. Київ), основні положення якої мали практичне застосування в геології. Дмитро їздив у наукові відрядження у різні куточки СРСР, три роки проводив випробування у Харкові на лінійному електронному прискорювачі.

У 1967 році Дмитра Сікору очікує новий життєвий поворот. Його разом із сім’єю, як викладача, який досконало володіє французькою мовою, відряджають до Алжиру. В інституті “Африканський нафтовий і текстильний центр” він читає лекції студентам. Дмитро згадував, що найбільше йому запам’ятався індивідуалізм алжирських студентів. Там ніхто нікому не давав списати. Кожен боровся за себе. Можна було дати письмове завдання і йти з аудиторії, будучи впевненим, що ніяких списувань не буде.

У 1988 році в Інституті ядерних досліджень АН УРСР (м. Київ) Дмитро Ілліч захистив докторську дисертацію зі спеціальності “фізика атомного ядра і елементарних частинок” на тему: “Запізнюючі нейтрони поділу”. Результати докторської дисертації були дуже важливими при створенні і конструюванні ядерних реакторів.

Дмитро Ілліч Сікора зробив вагомий внесок у розвиток академічної науки України і Закарпаття зокрема. Він з 1974 до 1996 року незмінно очолював перший на Закарпатті академічний підрозділ – відділ фотоядерних процесів ІЯД АН України. Під його керівництвом йшло завершення монтажу мікротрона М-30, його фізичного запуску на випромінювання, створення експериментальної бази та постановки експериментів з активаційного аналізу, фотоподілу ядер та вивчення фізики запізнюючих нейтронів. У 1975 році мікротрон М-30 ввели в експлуатацію, у чому великою є заслуга організатора і науковця Д.І. Сікори. Наукові успіхи очолюваного ним відділу були однією із складових, що призвели до відкриття в 1992 році першого академічного інституту на Закарпатті – ІЕФ НАН України, а Ужгород став третім ядерним центром України.



Обговорення експериментальних результатів на мікротроні М-30

Варто згадати один з цікавих фактів біографії Дмитра, що стосується проблеми побудови атомної електростанції на Закарпатті та спорудження Пістрялівської РЛС. Усередині 60-х років минулого століття виникла ідея будівництва атомної електростанції на річці Тиса як резервної електростанції для сусідніх країн. Для остаточного вирішення питання доцільності будівництва АЕС потрібна була думка керівництва краю, а саме першого секретаря обкому партії. Дмитро Ілліч так згадував про цю зустріч: “Ю.В. Ільницький запросив нас до круглого столу і дав мені слово. Основним моїм аргументом проти будівництва АЕС було те, що у випадку аварії

постраждає не тільки Закарпаття, але й сусідні країни, буде великий міжнародний скандал. Я навів конкретні цифри, які і переконали керівництво краю в недоцільності побудови АЕС у сейсмічній зоні Карпат”.

Як фізика-ядерника, його не могли не зачепити спорудження Пістрівської РЛС. Завдяки переконливим висновкам комісії, до складу якої входили працівники Інституту електронної фізики НАН України, будівництво РЛС було припинено. Відмова від цих проєктів, як ми бачимо сьогодні, була правильною.

Дмитро Ілліч Сікора був високого рівня інтелегентом, володів декількома іноземними мовами, він, навіть, викладав фізику в одному з вузів Алжира (1967-1970 роки), захоплювався радіотехнікою, розумівся на музиці, любив природу, брав участь у сходженнях на вершини закарпатських гір, у тому числі на найвищу - Говерлу. Мав автомобіль, але в межах міста віддавав перевагу велосипедові. І все ж таки найбільше любив сім'ю. Він разом з палко коханою дружиною Діною Іванівною створили міцну і дружну сім'ю - виростили сина Дмитра, який теж став фізиком, і доньку Тетяну, яка стала як і її мати, математиком. Подружжя Сікорів пізнали щастя радості від внука і внучки.

На останок, на запитання: “Чи задоволений, як проминуло життя?”, Дмитро посміхався: «Життя фізика характерне тим, що воно цілеспрямоване на отримання результату. Я його одержав, і в цьому знаходив велику насолоду. Моя філософія життя полягає в тому, що роботящі люди завжди знайдуть свою нішу в житті. Просто не треба заважати один одному. Місця вистачить усім».

[1] С. І. Сікора, Дмитро Сікора перший закарпатець, який займався дослідженням атомних ядер, <https://fenixslovo.com/2020/10/17/>

IRRADIATION OF BIOLOGICAL MATERIALS ON THE MICROTRON MT25

D. Chvátíl

*Nuclear Physics Institute of the Czech Academy of Sciences
Řež, Czech Republic
e-mail: chvatil@ujf.cas.cz*

Introduction

Nuclear Physics Institute of the CAS, public research institution, conducts research in a broad field of nuclear physics, experimental as well as theoretical.

At the present time, Nuclear Physics Institute of the CAS, p.r.i, is involved essentially in the experimental and theoretical nuclear physics, including the intermediate-energy physics and the heavy-ion physics at the interface of nuclear and subnuclear physics. Research in a wide range of related fields like solid state and material research by neutron scattering, theoretical physics of elementary particles and mathematical physics, dosimetry of ionizing radiation is also performed. Applied research is performed at NPI, especially with the help of nuclear analytical methods, i.e., the elemental analysis by pattern irradiation by charged particles or neutrons. Nuclear analytical methods are used in the interdisciplinary research as material research, ecology, archaeology etc. The research and development of radiopharmaceuticals is performed, the radiopharmaceuticals production was transferred to the daughter company RadioMedic ltd. in 2009.

The most important experimental facilities of the institute are isochronous cyclotron U-120M, fast neutron generator based on it, new cyclotron TR-24, tandem electrostatic accelerator Tandetron 4130 MC installed in 2005 with facilities for various nuclear analytical methods, electron accelerator Microtron MT25, equipment for neutron diffraction and scattering used mainly in the material research and installed at the nuclear reactor LVR-15 operated by Research Centre Řež (CVŘ). The domestic experiments are in equilibrium with the participation at large international experiments as ALICE at CERN.

Microtron laboratory equipped with an electron accelerator is detached workplaces located in World War II bomb shelter in Prague.

Microtron MT 22

The first Czech microtron MT 22 was built in the second half of the 1970s in close collaboration with the Laboratory of Nuclear Reactions (nowadays Flerov LNR) of the Joint Institute for Nuclear Research in Dubna (former USSR). The accelerator itself was of the same type as the microtron at the LNR, working on the principle invented by Veksler and improved by S. P. Kapitza. With the exception of the main

electromagnet coils and power supply, the acceleration resonant cavities, some parts of the ferrite insulator and high vacuum pumps, transferred to Prague from Dubna, all other systems were designed in the Microtron laboratory and manufactured by Czech industry, mostly by ČKD Prague. Two iron yokes were made, one for Prague, and the other for Dubna. The 3 GeV, 1,8 MW peak power, magnetron high frequency source was taken from a military radar installation and adapted. A new aspect of the Prague microtron design was the original system for extraction of electrons at variable energies. The maximum energy was set to 22 MeV, suitable for routine activation analysis, especially of samples from geological mineral ore prospecting.

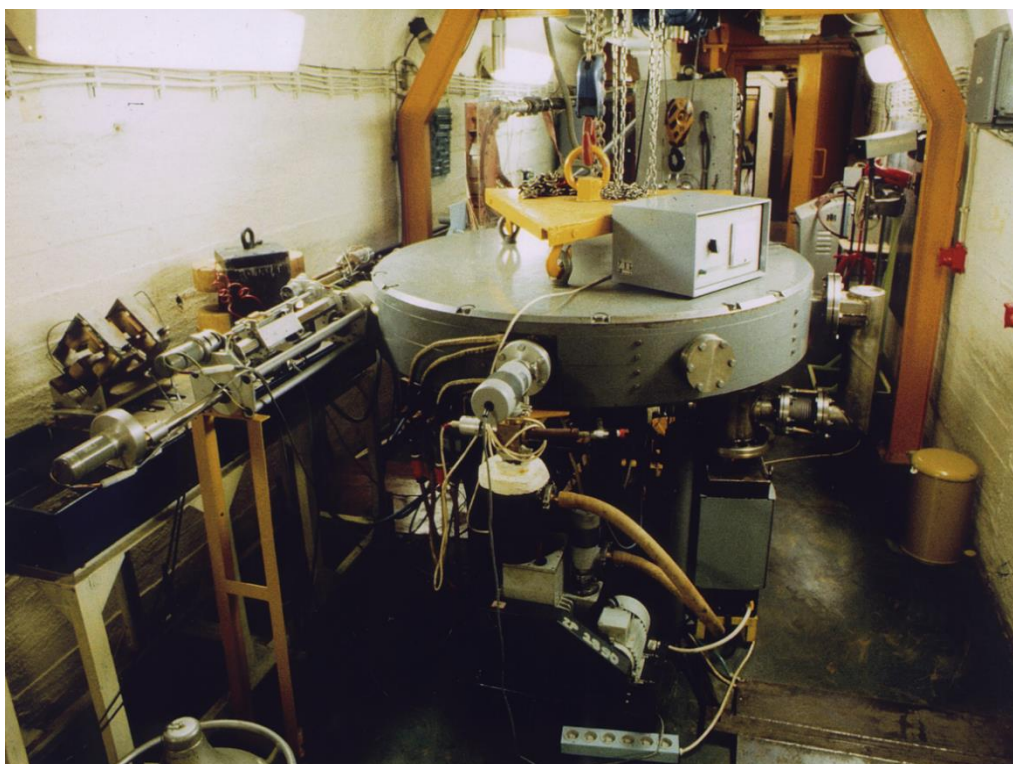


Figure 1. Microtron MT22

For analysis of gold ore samples (reaction gamma-gamma prime) an extra 10 MeV extraction channel was introduced in the acceleration chamber. To minimize the costs of shielding against penetrating gamma radiation, a Second World War bomb shelter was chosen and adapted for the microtron laboratory. The microtron, situated at the end of a long corridor, required additional concrete shielding with double, heavy shielded entrance doors, only in one direction.

This first microtron came into operation in 1980. A fully - automatized pneu-post for sample transportation and a multiple detector system was designed and made by the collaborating Institute of Mineral Raw Materials in Kutná Hora. Almost one hundred thousand samples of gold-bearing ores, coming from mineral ore prospecting in Czechoslovakia, were analysed during eight years of operation. These radiochemical

analyses almost totally occupied the microtron capacity. The rest was used for other radiochemical applications and for improving of the microtron as such.

A second microtron of the same type was built in Czechoslovakia in Kutná Hora with substantial support from the microtron laboratory, mainly for commercial production of ^{123}I for medical purposes. Due to the organizational and other changes at the Institute of Mineral Raw Materials in recent years, this microtron was disassembled.



Figures 2, 3: Microtron laboratory is located in pedestrian tunnel.

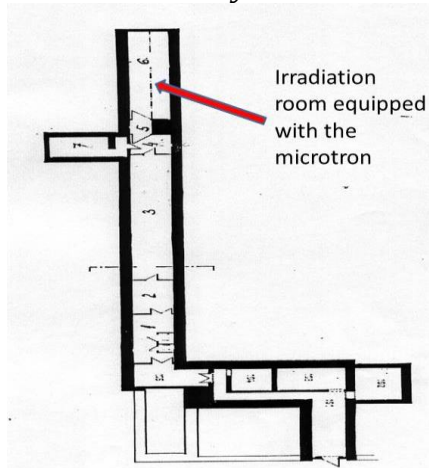


Figure 4: Floor plan of the laboratory

Chamberless microtron MT 25

After ten years of successful operation, the microtron MT 22 at CTU was replaced between 1989 and 1991 by the new, so called chamberless type MT 25, jointly proposed in the framework of Prague-Dubna collaboration, covered by a Czech patent certificate. It has the advantage of eliminating the need for a distinct and very complicated vacuum acceleration chamber, the vacuum iron yoke of the main electromagnet replacing the acceleration chamber.

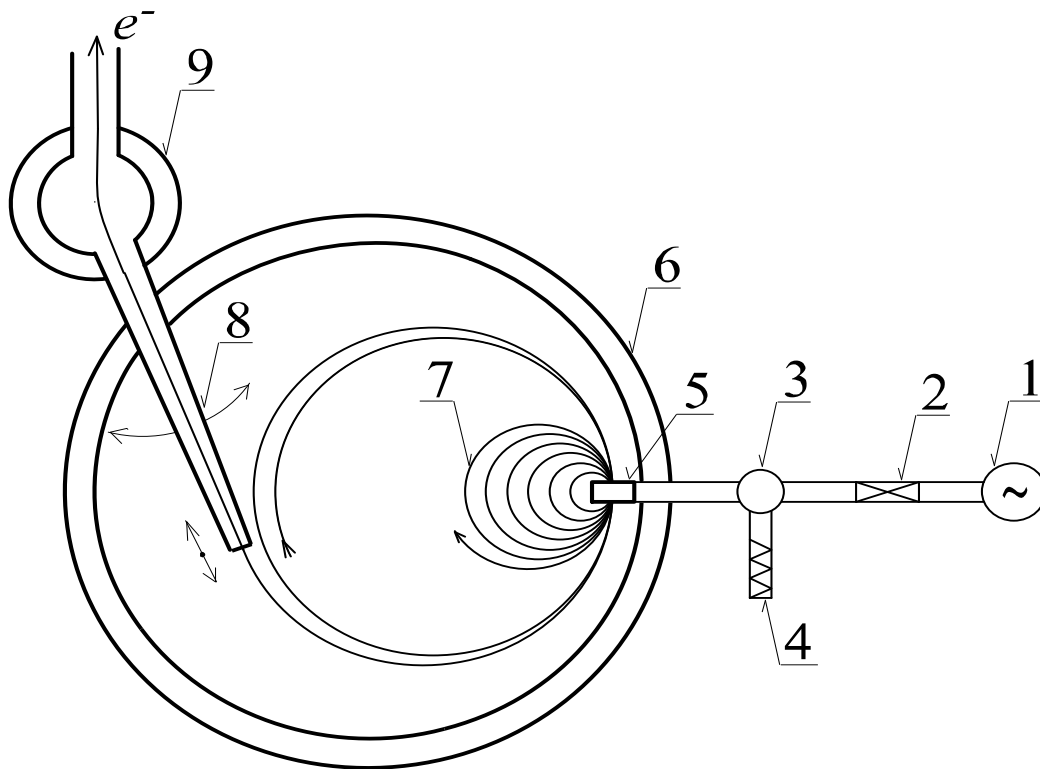


Figure 5. Microtron MT25 scheme, 1 – magnetron, 2 – phase shifter, 3 – circulator, 4 – water load, 5 – accelerating cavity, 6 – main magnet (vacuum chamber), 7 – electron trajectories, 8 – adjustable beam extractor, 9 – first deflector

This solution reduces to a minimum the number of vacuum gaskets, which moreover become easily controllable and accessible for replacement. Two iron yokes, designed at the Prague microtron laboratory, were made by ČKD Prague, one of which was sent to Dubna. The construction of the chamberless microtrons in Prague and Dubna was possible due to the availability from Soviet industry of hollow copper leads for inner water cooling, encased in a vacuum tight copper envelope, mutually isolated by Al_2O_3 . A pair of coils was made in Dubna for Prague. Although the coils, situated inside the vacuum tight iron yoke, significantly increase the pumped surfaces, experience proved that an operational vacuum can be achieved. At the present time, several nearly identical chamberless microtrons are in exploitation, one of them in Prague, another in Dubna. They differ mainly in the beam extraction and beam transport systems. External step motors are used in the Prague extraction system for

two separate movements of the telescopic iron extraction channel, remotely controlled by absolute electromechanical turn encoders, also developed in the microtron laboratory. The electron beam is guided by a beam transport system to one of three selectable workplaces. Two of them are provided with an induction pick up system for continuous mean electron current measurement and for beam position control close before the beam exit. A system for automatic stabilization of the beam position, close behind its exit to the air through the thin Al foil, has been installed, using secondary electron emission from thin wires placed at the periphery of the electron beam. The main advantage of this system consists in the fact that the wires absorb a negligible portion of the electron energy and therefore need no supplementary cooling. The same principle has been proposed and already experimentally tested, for beam position control at critical points of the electron transport system, such as the entry orifice of the extraction channel, the entries to the deflecting dipole magnets and magnetic quadrupole lenses. To prevent deterioration of the beam quality by scattering on the pick-up wires, they will be made retractable from the beam path.

Electrons are accelerated by an electric field with constant amplitude and frequency in a homogeneous magnetic field. The electrons move in a vacuum acceleration chamber along circular paths with a common tangent point. At this point, a Kapitza type cavity resonator with a directly heated cathode made of LaB₆ crystal is used as a source of electrons for the accelerator. The maximum energy of the accelerated electrons is about 25 MeV.



Figure 6: Microtron MT25

This microtron MT 25 came into operation in 1991, modernization HF system and power supply units was finished in 2006. Microtron is a source of relativistic electrons (primary electron beam), secondary photon beam (bremsstrahlung) and neutrons from photonuclear reactions.

Electron beam:

Energy E_e - maximum 24 MeV, energy is variable in steps of 1 MeV from 12 up to 24 MeV or in steps of 0,5 MeV from 5 up to 12 MeV. The energy can be adjusted continuously in the range of step interval.

Output current - pulsed, pulse length is 3,5 μ s, repetition rate is 423 Hz, mean current I_s is from 0,5 to 20 μ A.

Energy dispersion - about 10 keV.

Beam distribution - electron beam line with magnetic and optic elements to workstations A, B and C.

Beam diagnostician:

The mean electron current is measured by induction pick-up system before exit window of electron beam line, the beam position is indicated by a wire sensors with precision about ± 1 mm.

Beam line output - the thin Al window is placed on exit of electron beam.

Beam output - the collimated beam spot dimension behind exit window is adjustable from 2 to 20 mm, the possibility of standard homogenous fields 10×10 cm² in 1 m distance from exit window (homogeneity $\pm 5\%$).

Beam power - $N_s = I_s \cdot E_e$, for maximal energy and electron current it is 480 W.

Dose rate - about several hundred Gy/(min. μ A) in standard homogenous electron fields 10×10 cm² at 1 m distance from exit window, in case of collimated beam it is higher by several orders of magnitude.

Bremsstrahlung:

Physical quality - „braking radiation“ or “deceleration radiation“ is an electromagnetic radiation produced by the deceleration of electrons passed through tungsten (W) target placed behind exit window.

Energy spectrum - continuous, upper boundary of bremsstrahlung energy is equal electron energy E_e .

Photon output direction - rotary symmetrical towards electron motion before photon emission, photon beam is axial symmetric with forward intensity peak. The conical iron collimators are used for the homogenous photon fields (homogeneity better $\pm 5\%$).

Dose rate - about 10 Gy/(min. μ A) in axis of collimating beam in 1 m distance from tungsten target, about 0,5 Gy/(min. μ A) in homogenous field 10×10 cm² in 1 m distance.

Neutrons:

Origin - photonuclear reaction (g, Pb) or uranium photofission.

Yields - $2,5 \cdot 10^{11}$ neutrons/s (Pb), $5 \cdot 10^{11}$ neutrons/s (U), isotropic emission to all the solid angle.

Proportion of bremsstrahlung dose to neutrons dose is about 2-10 %.

Energy spectrum - in case of Pb it is about 2 MeV, in case of U it is about 30% less.

Electron beams have been used for radiation crosslinking, radiation polymerization, irradiation of biological samples, for production of fluorescent nanodiamonds and testing of various types of detectors. Electron beams have also been used for research in the food industry, especially for irradiation of collagen and radiation sterilization. Photon beams are mainly used for IPAA (instrumental photon activation analysis), which determines selected elements in different materials, for irradiation of biological samples and for irradiation of PbWO_4 crystals, where the change of optical properties are measured. The PbWO_4 crystals will then be used to build a large PANDA detector at the University of Darmstadt, Germany. Both electron and photon beams were used to test the radiation resistance of various materials especially for the space industry. Ionized radiation detectors have been tested in the neutron fields and also the radiation resistance of electronic component. The Microtron Lab provides, in cooperation with the Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, student education.

This presentation deals with some interesting experiments focused on the irradiation of biological materials.

Bacterial spores

Bacterial spores represent form of one of the most resistant organisms in the biosphere. At the same time, some strains can be toxic to humans, which lead to the requirement for their sufficient inactivation or elimination by appropriate methods. One of the approaches to reach this goal is to use ionizing or UV radiation. Scope of this work was to give a description of the interaction of ionizing radiation with spores of *Bacillus subtilis* strain and the effect of irradiation on the extent of inactivation of these spores by using different dose rates. The research gives detailed description of the experiments that has been conducted to date using ionizing radiation and discusses their results. Based on the knowledge of the elemental distribution in the components of *Bacillus subtilis*, a model of the bacterial spore and its parts is presented. Using this model, the interaction of ionizing radiation in the form of photons with the spore model was simulated. The output of this simulation represents effective mass photo absorption coefficients for photons and mass stopping power coefficients for electrons for the spore components. In the experimental part, irradiation experiments with plasmid DNA are performed to verify the dose ranges of the effect of the radical scavenger used.

Results from these measurements are applied in experiments using accelerated electrons with low dose rates in which spore suspensions were irradiated along with variable concentrations of the scavenger. To study the effect of high dose rates on the spore inactivation a source with the emission in the water window is used. This source is characterized by a dose rate reaching $2.9 \times 10^{11} \text{ Gy} \cdot \text{s}^{-1}$. From the experiments performed, survival curves are constructed, and decimation dose values are determined.

Irradiation of DNA

This work was done in close collaboration with J. Heyrovsky Institute of Physical Chemistry, CAS. Radiation damage to DNA is especially important for radiotherapy and irradiation methods and techniques. DNA origami nanostructures are a promising new tool for studying radiation damage to DNA. Hundreds of synthetic oligomers forming an origami nanostructure allow the creation of hundreds of unique binding sites. An origami-based technique used to study DNA breaks uses DNA nanotriangles deposited on Si/SiO₂ substrates.

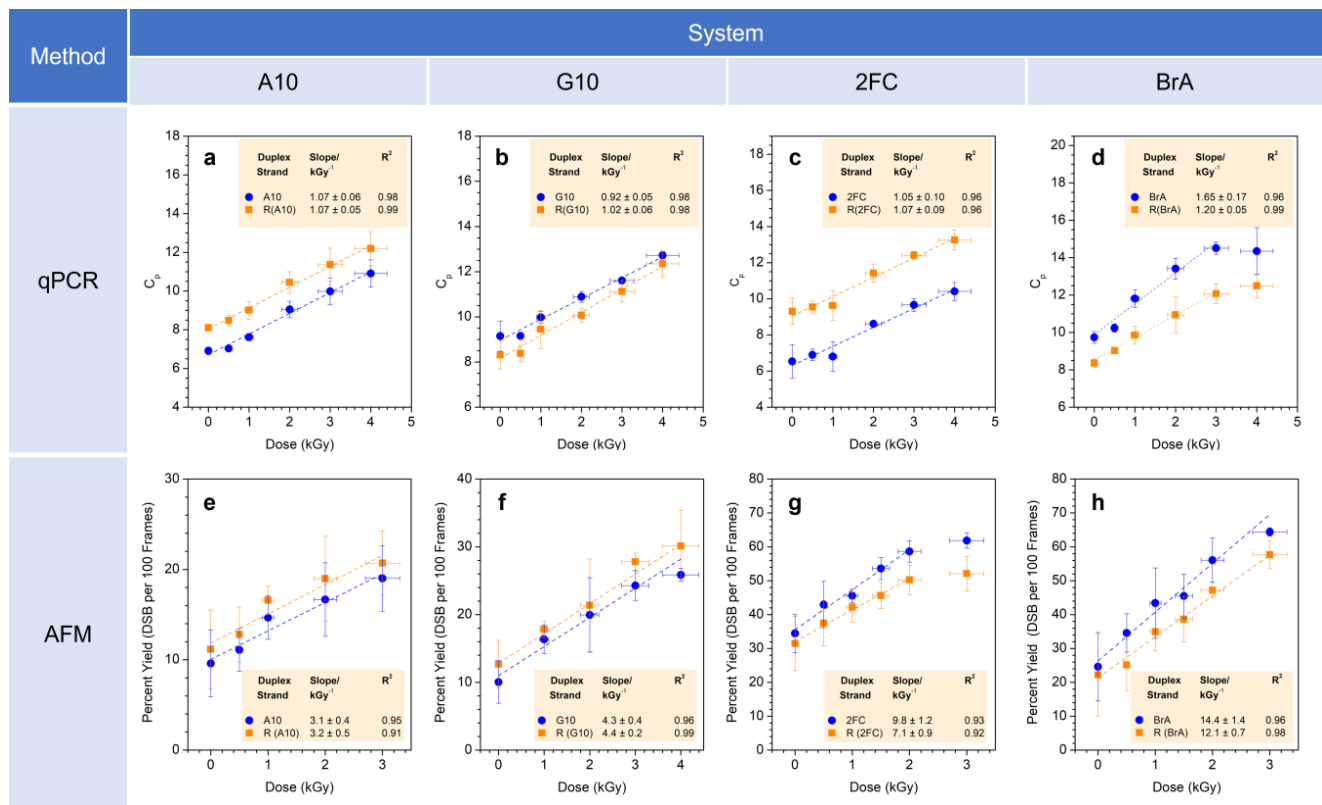


Figure 7: Number of DNA damages as a function of dose

Microbes from Jachymov

Jachymov is a city in the Czech Republic close to the border with Germany. In the past, there were uranium mines here. The PhD project deals with the investigation of microbial isolates from radon waters in Jachymov. These isolates are tested for their

resistance to survival in various extreme conditions (UV radiation, long-term desiccation, presence of peroxide, intracellular Mn:Fe ratio, etc.). Another test used is the ability to survive gamma radiation. Irradiation was performed on a microtron with a photon beam with a maximum energy of 16.5 MeV.

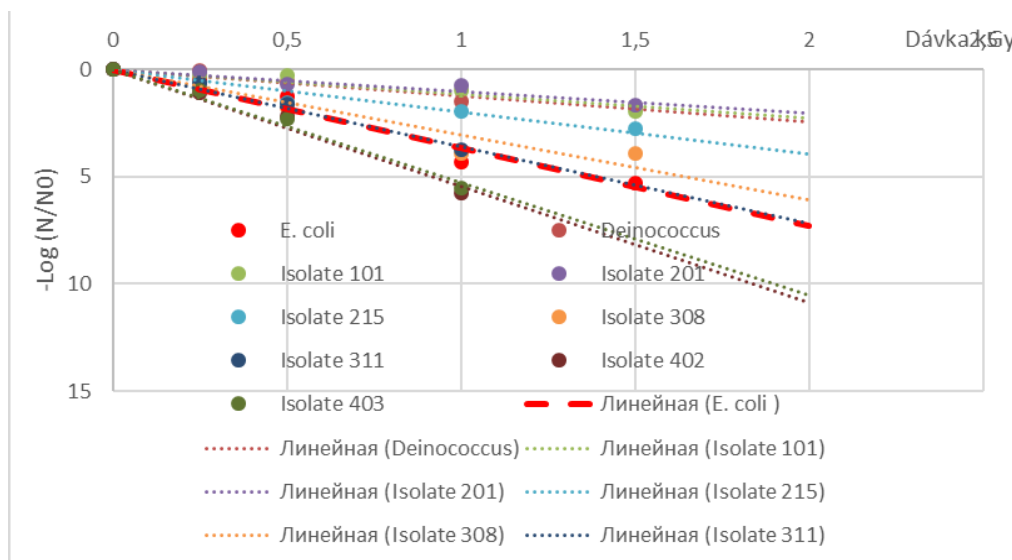


Figure 8: Graphs from measurements of the resistance of microorganisms from Jáchymov to gamma and UV radiation

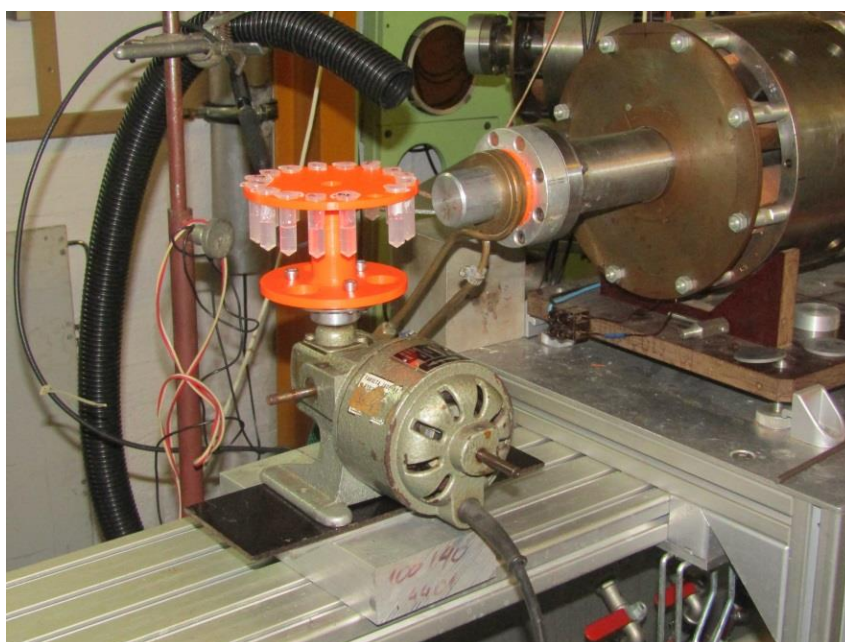


Figure 9: Irradiation of microbes from Jachymov water

Bustehrad heap

Diploma thesis of student from Czech University of Agriculture was focused on influence of heap on the quality of crops grown near it. The Bustehrad heap is a massive artificial terrain formation near the town of Kladno in the Central Bohemian Region, built in the second half of the 20th century as a landfill for slag from the Kladno

smelters as well as other industrial waste. The aim of the work was to determine the content of risk elements in selected plant materials, assess the degree of contamination of agricultural land near the heap, analysis of wheat grain samples and analysis of the content of risk elements in free-growing vegetation on the heap. For determination of risk elements was used photon activation analysis. Samples were irradiated by photon beam with a maximum energy of 21 MeV. The greatest contamination of arable land was not in the immediate vicinity of the heap.



Fig. 10: Bustehrad heap

The various effects of containment systems on the mobility of elements, contamination by hazardous elements throughout the area of the heap were studied. Crops, in this case wheat, can act as pollution indicators. Statistically significant differences in the content of risk elements were measured. Places with the content of risk elements in plants at the border of health risk were identified. There was a statistically significant difference in the content of risk elements between the selected species of wild plants. The greatest potential for mitigating the negative influence has black wormwood (*Artemisia vulgaris*) which accumulated the most risky Cd.

Stem cells

A new project that is implemented in close cooperation with the Institute of Physiology of the Academy of Sciences of the Czech Republic and the Prague Transplant Center. Decellularized collagen-based tissues are extensively studied as biological replacements in tissue engineering. Xenogeneic pericardium is usually

decellularized to reduce its immunogenicity, and it can be further chemically modified, irradiated etc. to improve tissue re-cellularization, or its mechanical properties. Electron beam irradiation is mostly used for sterilization, but it has a complex effect on the tissue. The aim of the study was to evaluate the interaction of adipose tissue-derived stems cells (ASCs) with electron beam irradiated decellularized porcine pericardium. The decellularized tissue was irradiated with electron beam of two doses: 25 kGy and 50 kGy. The viability/cell metabolic activity of the ASCs seeded on non-irradiated and irradiated pericardium samples was evaluated via MTS assay. ASCs differentiation was assessed by immunofluorescence staining of alpha-actin and calponin, markers of early and medium-term markers of differentiation into smooth muscle cells, respectively. Pericardium samples were also evaluated for swelling ratio and for ability to produce a second harmonic generation signal of fibrous collagen. Electron beam irradiation supported cell viability/metabolic activity of ASCs with a higher value on pericardium irradiated with 50 kGy. In addition, alpha-actin and calponin production proved that the cells had differentiated towards smooth muscle cells. Collagen fibers produced SHG signal even after irradiation, and swelling ratio values did not show significant changes in irradiated decellularized pericardium. The results indicate that modification of decellularized pericardium tissue via electron beam irradiation could be suitable for some cardiovascular tissue engineering applications.

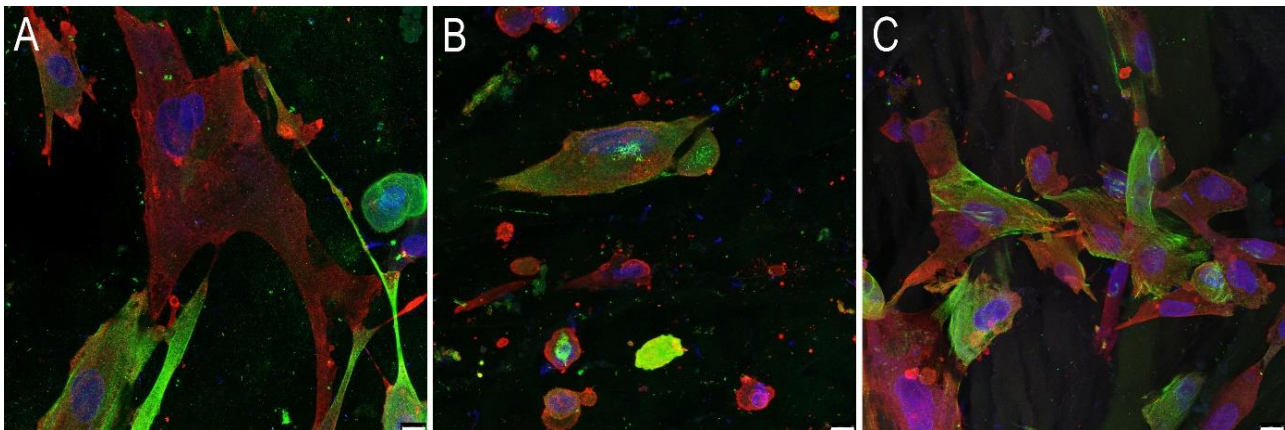


Figure 11: Immunofluorescence staining of alpha actin (red), and calponin (green) in ASCs cultured on non-irradiated pericardium (A), on electron beam-irradiated pericardium using dose of 25 kGy (B) and 50 kGy (C) on day 4 after seeding. SP8 Leica SP8 AOBS WLL MP confocal microscope, obj. $\times 63$, zoom $\times 1$, scale = 10 μm

Determination of selected elements in coffee

The student of Czech University of Agriculture dealt with this work as part of his diploma thesis. Coffee samples were irradiated on a microtron with a photon beam with a maximum energy of 19.5 MeV. IPAA (Instrumental Photon activation

Analysis), non-destructive and sensitive method for the determination of low concentrations of elements, was used for determination of selected elements. Coffee contains over a thousand different chemical compounds, as well as up to 5% of minerals, which are added during the growth of the coffee plant. Student researched whether the elements contained are nutritionally significant or whether the elements contained are risky and thus reduce the benefits of coffee in the human diet. 37 Arabica coffee samples were selected for analysis. IPAA confirmed the presence of several biogenic elements. The content of K, Mg and Ca is higher. Trace amounts of Ba, Pb, Cr was found in some samples, but all in negligible amounts below the detection limit. No toxic or hazardous element was found. According to this work, drinking 2-4 cups of coffee per day is beneficial for the health of the body in terms of elemental composition.

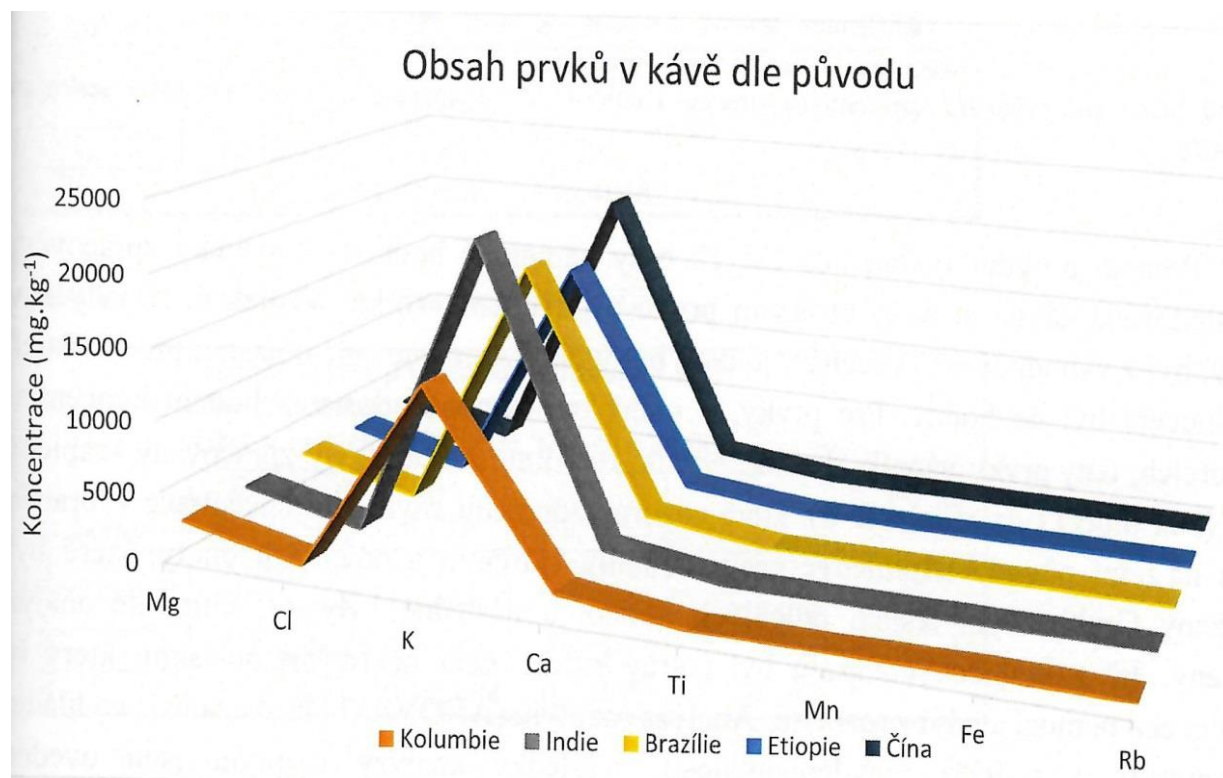


Figure 12: Average concentrations of selected elements by country of origin

Determination of silicon in beer by photon activation analysis

Silicon is an essential element for organisms, dietary Si is good for growth and development of bone and connective tissues. Aluminium, a neurotoxin, has lately been implicated as one of the possible factors contributing to Alzheimer's disease and other neurodegenerative disorders. Si and silicic acid may decrease the bioavailability of aluminium by blocking its uptake through the GI tract. Si intake from beer can probably decrease the bioavailability of aluminium, which may play a role in Alzheimer's disease and other neurodegenerative diseases. Beer contains readily bioavailable Si in

a monomeric form as a soluble orthosilicic acid H_4SiO_4 . Solid food contains Si in a polymeric form or as hydrated silica – opal (phytoliths). This may be partly converted to bioavailable Si in the GI tract. In this work, we focused on the determination of Si in selected beer from Czech producers. Dietary Si is a major component of the daily Si intake (20 – 50 mg per day in the Western diet). Higher intake of dietary Si is associated with higher BMD (a marker of bone strength and bone quality). Major sources of dietary Si are whole grains cereals and their products including BEER, a macerated product of whole grain barley.

Table 1: Results for some Czech beers

Beer	Si concentration, $\text{mg} \cdot \text{L}^{-1}$	Unc., $\text{mg} \cdot \text{L}^{-1}$
Staropramen	13.7; 15.0	0.8
Pilsner Urquell	16.3; 16.8	0.7
Budvar	25.7; 27.5	0.7
Černá Hora	30.4; 32.3	0.8
Litovel	43.3; 44.2	1.1

Beer is a top contributor to daily Si intake (in man), and BEER is one of the most highly bioavailable source of Si. Moderate beer drinking (1 L per day) covers the daily intake of Si and may thus be protective against Alzheimer's disease.

Conclusion

The Prague microtron MT25 has been operating successfully for more than 30 years. After the modernization of the high-frequency part, the stability of operation was improved and the intensity of the electron beam increased. The accelerator is mainly used for experiments in the field of nuclear physics, such as photon activation analysis, production of radiopharmaceuticals and preparation of radionuclides. However, the possibilities of its use are much more complex. Recently, it has also been used for non-nuclear methods, especially radiation cross-linking, radiation polymerization, sterilization and others. This work presented some interesting experiments where biological material was irradiated.

RMS-R3 - СИСТЕМА КОНТРОЛЮ СВІТНОСТІ ТА ФОНУ ЕКСПЕРИМЕНТУ LHCb (CERN)

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

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ
e-mail: chsb2010@gmail.com

Модернізований детектор LHCb [1] забезпечує набір даних для світностей та фону при протон-протонних зіткненнях пучків Великого Адронного Коллайдера (БАК) до $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ при енергіях до 13.6 TeV. Моніторинг миттєвої світності та стабільності області взаємодій та фону потрібен для забезпечення високоефективного функціонування експерименту. Для цих потреб в Інституті ядерних досліджень НАН України була створена система радіаційного моніторингу RMS-R3 за технологією металевих фолієвих детекторів (МФД) [2]. Це оригінальна розробка ІЯД НАН України.

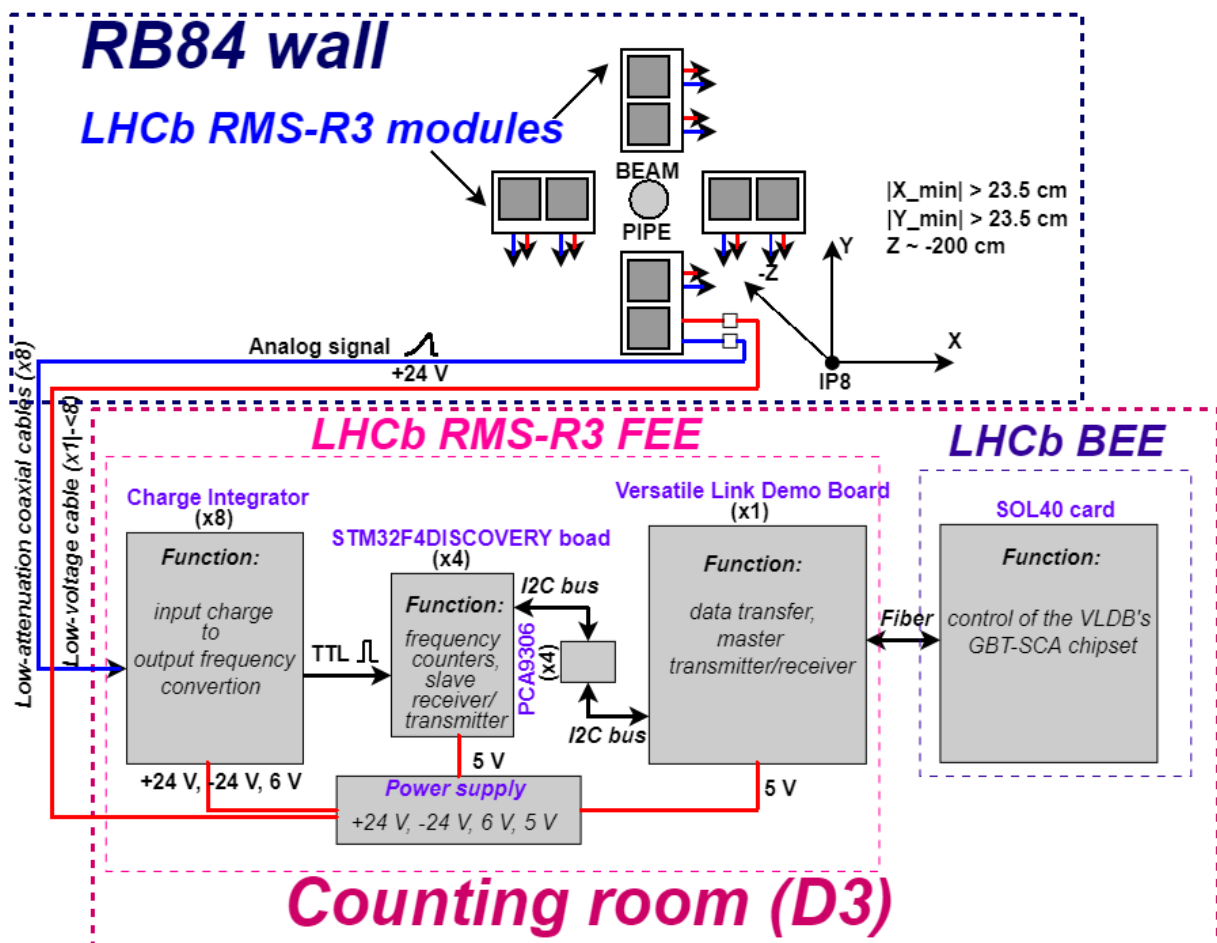


Рис.1. Схема RMS-R3 у експерименті LHCb

Детекторна частина RMS-R3 містить чотири модулі, змонтовані з високою точністю симетрично у вертикальному та горизонтальному напрямку в площині, перпендикулярній до осі пучка (рис. 1) Великого Адронного Коллайдера на відстані $Z = 220$ см від номінальної точки взаємодії LHCb IP8. У кожному модулі є дві МФД системи, кожна з яких складається з п'яти шарів: сенсорного, двох прискорювальних та двох екрануючих, що оточують сенсор з обох сторін. Сигнали з сенсорів, обумовлені емісією вторинних електронів, інтегруються чутливими зарядовими інтеграторами, вихідна частота яких пропорційна потокам заряджених частинок, що перетинають площу сенсора. Після лічильників ці дані транспортуються по оптоволоконним трактам до загальної системи даних експерименту LHCb.

Важливими функціональними характеристиками RMS-R3 є спостереження миттєвої світності експерименту з лінійним відгуком до десятикратно більшої за номінальну величини, моніторинг стабільності області взаємодії пучків та/або пучка ВАК з ядрами газової мішені, одночасний контроль пучка та фону. Завдяки симетричному розташуванню модулів RMS-R3 навколо іонопроводу система забезпечує моніторинг стабільності області взаємодії та фону (рис. 2), використовуючи дані з асиметрії відгуку сенсорів у горизонтальному та вертикальному напрямках. Представлено результати досліджень у 2022-2024 р.р. для pp, PbPb та зіткнень пучків протонів та свинцю з ядрами фіксованої газової мішені SMOG2 [3] в експерименті LHCb. Саме метод асиметрій дозволяє розрізняти різні умови проведення експерименту.

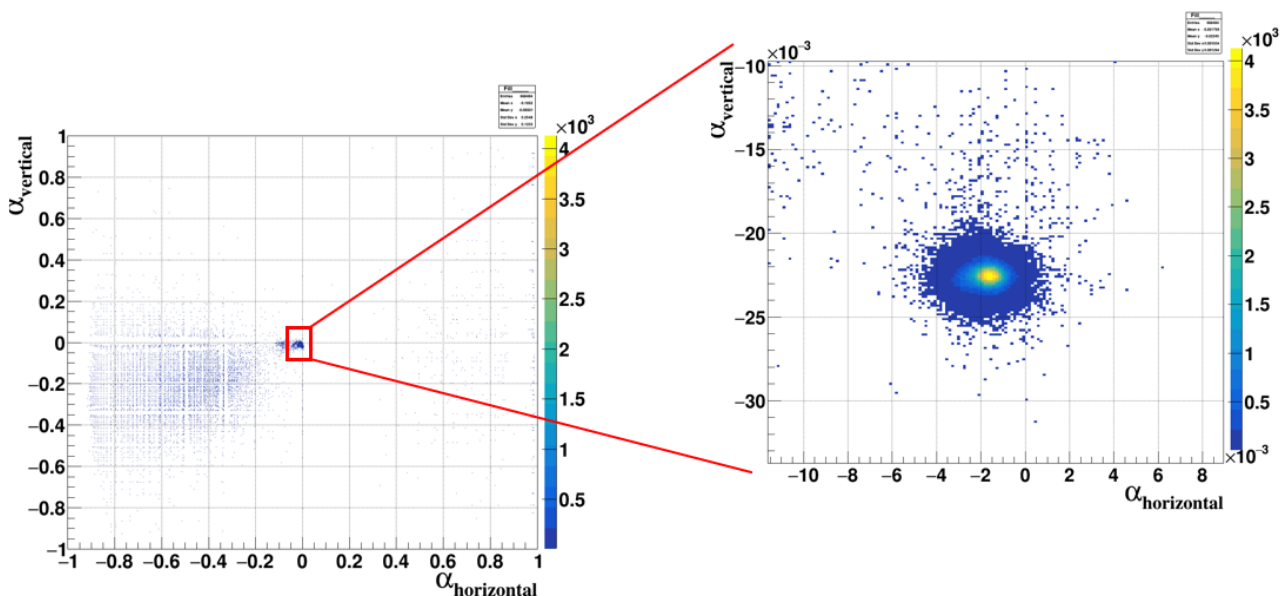


Рис. 2. Ліва панель: двовимірні розподіли асиметрій відгуку сенсорів RMS-R3 у вертикальному (α_{vertical}) та горизонтальному ($\alpha_{\text{horizontal}}$ напрямку).

Дані, представлені на рис.2, ілюструють необхідність ексклюзивно високих характеристик щодо чутливості та стабільності функціонування детекторних систем, придатних для спостереження області світності експерименту. Представлені в цій доповіді результати свідчать про відповідно високі функціональні характеристики системи RMS-R3.

Подяки.

Ці роботи виконано за фінансової підтримки Цільовою Програмою НАН України «Участь у новітніх міжнародних проектах з фізики високих енергій та ядерної фізики», Програмою Європейського Союзу з наукових досліджень та інновацій «Horizon 2020» в рамках грантової угоди «EURIZON» № 871072 та грантовій підтримці EURIZON Fellowship programme EU #3014 “RMS beam and background online monitoring system in the LHCb experimental environment”.

- [1] F. Alessio, CERN on behalf of the LHCb Collaboration. The LHCb Upgrades for Run3 and Run4. ICHEP. – 2020. – Prague. 28 July 2020 to 06 August 2020.
- [2] V. Pugatch et al., Metal Foil Detectors and their applications. NIM A, V. 535, p. 566-569, 2004.
- [3] LHCb Collaboration. LHCb SMOG Upgrade Technical Design Report [Electronic resource]. LHCb TDR. – 2019. – 20.

ІОНІЗАЦІЯ ВНУТРІШНІХ АТОМНИХ ОБОЛОНОК ТА ХАРАКТЕРИСТИЧНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОНІВ ВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ У БАГАТОШАРОВІЙ МІШЕНІ

С.В. Трофименко

*ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут», Харків
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, Харків
e-mail: strofymenko@gmail.com*

Вступ

Проходження заряджених частинок високої енергії крізь речовину супроводжується іонізацією атомних оболонок, що призводить до випромінювання фотонів або Оже-електронів у результаті подальшої рекомбінації цих оболонок. Даний процес представляє особливий інтерес для внутрішніх атомних оболонок (зокрема, К-оболонок), адже випромінені фотони в цьому випадку належать до рентгенівського діапазону і достатньо слабо поглинаються. Це зумовлює можливість використання такого випромінювання, відомого як характеристичне рентгенівське випромінювання (ХРВ), у якості джерела монохроматичних рентгенівських фотонів.

Серія експериментальних і теоретичних робіт була присвячена дослідженню перерізів іонізації К-оболонок частинками високих енергій з метою визначення впливу поляризації середовища на ці перерізи (див. [1, 2] і посилання тут). Такий вплив, відомий як ефект густини, призводить до часткового пригнічення іонізаційних втрат енергії ультрарелятивістських частинок. Було виявлено, що на переріз сильно впливає перехідне випромінювання (ПВ), що генерується при вльоті частинки в мішень. Внесок з боку такого випромінювання у іонізацію К-оболонок призводить до повного зникнення ефекту густини поблизу вхідної поверхні мішені (поверхня, крізь яку частинка влітає до мішені). Процес відновлення ефекту густини всередині мішені визначається еволюцією поля ПВ. Ця еволюція зводиться як до процесу формування ПВ, так і до його поглинання всередині мішені. Якщо товщина мішені перевищує і довжину формування випромінювання, і довжину поглинання, ефект густини повною мірою проявляється в перерізі іонізації К-оболонок поблизу вихідної поверхні мішені (крізь яку частинка вилітає з мішені). У даному випадку переріз поблизу вхідної поверхні (без впливу ефекту густини) зростає зі збільшенням енергії частинки і перевищує поперечний переріз на вихідній поверхні (з впливом ефекту густини), який не залежить від енергії.

Більш складна еволюція електромагнітного поля навколо високоенергетичної частинки може мати місце в багатошаровій мішені що складається з великої кількості тонких фольг. У даній роботі досліджено процеси іонізації К-оболонки та супутнього ХРВ при проходженні високоенергетичних електронів крізь подібну багатошарову періодичну мішень. Отримано вирази, що описують основні характеристики цих процесів. Показано, що внаслідок прояву інтерференційних ефектів середній переріз іонізації К-оболонки у мішені не визначається однозначно матеріалом мішені та енергією електронів, а залежить також від кількості фольг у мішені, їхньої товщини та відстані між ними. Відповідна кількість фотонів ХРВ, що їх випромінює частинка у мішені, не визначається виключно сумарною товщиною мішені, а також залежить від зазначених параметрів. Продемонстровано, що середній переріз іонізації К-оболонки у багатошаровій мішені може бути в кілька разів більшим, ніж звичайний переріз цього процесу без впливу ефекту густини. Це призводить до значного посилення інтенсивності ХРВ у багатошаровій мішені порівняно з випадком проходження електрона крізь одну фольгу такої самої сумарної товщини. Проведено порівняння інтенсивності ХРВ у даному випадку з інтенсивностями монохроматичного рентгенівського випромінювання на основі багатошарових мішеней у деяких інших випадках. Показано, що зазначений ефект збільшення перерізу може надати можливість використовувати ХРВ у даному випадку як достатньо інтенсивне і зручне джерело монохроматичних рентгенівських фотонів.

Електромагнітне поле частинки всередині багатошарової мішені

Для обчислення середнього перерізу іонізації К-оболонки атомів високоенергетичними електронами, що пролітають крізь багатошарову мішень, ми будемо застосовувати підхід, який було розвинуто в роботах [1, 3] для випадку падіння частинки на одну монолітну мішень. В рамках цього підходу переріз іонізації виражається через поперечний переріз фотоіонізації $\sigma_{ph}(\omega)$ К-оболонки і спектральну густину $dN/d\omega$ кількості еквівалентних фотонів (як віртуальних, так і реальних) у просторі навколо падаючої частинки:

$$\sigma = \int \frac{dN}{d\omega} \sigma_{ph}(\omega) d\omega. \quad (1)$$

Інтегрування тут здійснюється від значення $\omega = \omega_K$, що відповідає пороговій енергії іонізації К-оболонки $\hbar\omega_K$. Слід зазначити, що такий підхід дозволяє розраховувати лише частину повного перерізу іонізації, яка пов'язана з

далекими зіткненнями σ_d , що супроводжуються відносно малими передачами імпульсу. Інша частина σ_c повного перерізу $\sigma = \sigma_d + \sigma_c$, пов'язана з близькими зіткненнями з великими передачами імпульсу, буде розрахована окремо на основі розгляду зіткнення падаючої частинки з атомним електроном як розсіювання вільних частинок у вакуумі (у нашому випадку це передбачає застосування перерізу Меллера для електрон-електронного розсіювання). Зазначимо, що при достатньо високих енергіях налітаючої частинки σ_d складає основну частину перерізу іонізації σ .

Для того щоб визначити спектр еквівалентних фотонів $dN/d\omega$ у випадку, що розглядається, необхідно обчислити компоненту Фур'є електричного поля навколо електрона всередині кожної фольги мішені. Нехай мішень складається з N паралельних фольг товщиною a , що знаходяться на відстані b одна від одної (рис. 1). Для простоти будемо вважати, що мішень розташована у вакуумі, який, відповідно, займає область між фольгами. Чисельні оцінки буде зроблено для випадку, коли фольги виготовлено з міді. Нехай електрон рухається вздовж осі z зі швидкістю v і нормально перетинає фольги, а ліва поверхня (та, яку електрон перетинає при вльоті всередину фольги) першої фольги на шляху електрона лежить у площині $z = 0$. Всередині кожної з фольг компонента Фур'є власного поля налітаючого електрона з частотою ω може бути представлена у вигляді (тут і далі ми вважаємо, що швидкість світла $c = 1$):

$$E_{\omega}^{pr}(\mathbf{r}) = -\frac{ie}{\pi} \int d^2q \mathbf{q} Q_s e^{i\omega z/v + i\mathbf{q}\rho}, \quad (2)$$

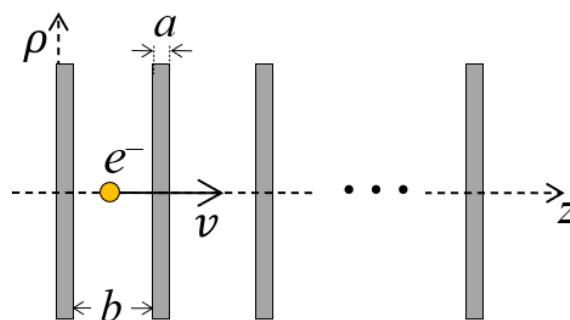


Рисунок 1. Проходження високоенергетичного електрона через багат шарову періодичну мішень.

де $Q_s = 1/(q^2 + \omega_p^2 + \omega^2/\gamma^2)$, ω_p – плазмова частота фольг, ρ – радіус-вектор точки спостереження у площині xy , $\mathbf{r} = (\rho, z)$. Власне поле електрона у вакуумі має вигляд (2), де треба покласти $\omega_p = 0$. Поле перехідного випромінювання

(ПВ), що генерується при вльоті частинки у кожну фольгу (яке поширюється всередині фольги), у загальному вигляді (при $\gamma \gg 1$) можна подати наступним чином:

$$\mathbf{E}_\omega^{TR}(\mathbf{r}) = \int d^2 q \mathbf{q} \mathbf{E}'_\omega(q) e^{i\omega z[1-(q^2+\omega_p^2)/2\omega^2]} - \mu z/2 + i\mathbf{q}\rho, \quad (3)$$

де ми врахували, що $\omega_p \ll \omega$, а також $q \ll \omega$ в діапазоні q , що робить основний внесок в інтеграли (2) і (3) при $\gamma \gg 1$. Величина μ представляє собою коефіцієнт поглинання енергії рентгенівського випромінювання (поглинання відповідної амплітуди напруженості поля (3) описується коефіцієнтом $\mu/2$). Поле ПВ, що генерується при вильоті частинки з фольги, має той самий вигляд, що й (3), але з $\omega_p, \mu = 0$. При великих енергіях електронів у рентгенівському діапазоні частот можна знехтувати ПВ, що випромінюється в напрямку, протилежному до напрямку швидкості електрона.

Послідовне застосування граничних умов для електричного поля на межах поділу вакуум-фольга, які електрон перетинає, із застосуванням (2) та (3) призводить до наступного виразу для компоненти Фур'є електричного поля навколо електрона всередині n -ї фольги:

$$\mathbf{E}_\omega^{(n)}(\mathbf{r}) = -\frac{ie}{\pi} \int d^2 q \mathbf{q} Q_s e^{i\omega z/v + i\mathbf{q}\rho} + \frac{ie}{\pi} e^{i\omega(n-1)(a+b)/v} \int d^2 q \mathbf{q} (Q_s - Q_v) \times \\ \times F(q) e^{i\omega[z-(n-1)(a+b)][1-(q^2+\omega_p^2-i\mu\omega)/2\omega^2] + i\mathbf{q}\rho}, \quad (4)$$

де

$$Q_v = 1/(q^2 + \omega^2/\gamma^2),$$

$$F(q) = 1 - e^{-i\phi_v} (1 - e^{-i\phi_f - \mu a/2}) \frac{e^{-(n-1)[i(\phi_v + \phi_f) + \mu a/2]} - 1}{e^{-[i(\phi_v + \phi_f) + \mu a/2]} - 1} \quad (5)$$

та

$$\phi_v = \omega b(\gamma^{-2} + q^2/\omega^2)/2,$$

$$\phi_f = \omega a(\gamma^{-2} + q^2/\omega^2 + \omega_p^2/\omega^2)/2.$$

На основі (4) можна отримати вираз для спектрального розподілу числа еквівалентних фотонів навколо налітаючого електрона всередині n -ї фольги, що проходять крізь область $\rho_0 < \rho < \infty$ навколо траєкторії частинки:

$$\frac{dN}{d\omega} = (4\pi^2 \hbar \omega)^{-1} \int_{\rho_0}^{\infty} |\mathbf{E}_\omega(\mathbf{r})|^2 2\pi \rho d\rho =$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{2\alpha}{\pi\omega} \left\{ \ln \frac{q_0}{\sqrt{\omega^2/\gamma^2 + \omega_p^2}} - 1/2 + \right. \\
 &+ e^{-\mu[z-(n-1)(a+b)]} \int_0^\infty dq q^3 (Q_s - Q_v)^2 |F(q)|^2 - \\
 &- 2e^{-\mu[z-(n-1)(a+b)]/2} \int_0^\infty dq q^3 (Q_s - Q_v) Q_s \times \\
 &\times \operatorname{Re} \left(e^{-i\frac{\omega}{2}[z-(n-1)(a+b)]} \left[\gamma^{-2} + \frac{q^2 + \omega_p^2}{\omega^2} \right] F(q) \right) \Bigg\}, \quad (6)
 \end{aligned}$$

де $q_0 = 1/\rho_0$ – характерний максимальний імпульс (в одиницях $\hbar$), що його частинка передає атомному електрону на К-оболонці, який зазвичай обирається як $q_0 = \sqrt{2m\omega_K/\hbar}$. Таке значення q_0 відповідає ρ_0 , що дорівнює радіусу Бора електронної орбіти на К-оболонці.

Формула (6) представляє собою спектр як функцію координати z вздовж шляху електрона всередині мішені. У випадку, що розглядається, -та фольга займає область $(n-1)(a+b) < z < na + (n-1)b$. Вираз (6) показує, що потік фотонів навколо електрона змінюється від фольги до фольги. Він також змінюється зі зміною z всередині кожної фольги. Доданки з другого рядка в (6), після їх підстановки до (1), дають поперечний переріз за умови наявності повноцінного ефекту густини, характерний для високоенергетичної частинки всередині товстої фольги на досить великій відстані від її поверхні [2]. Третій рядок у виразі (6) визначає спектральну густину кількості фотонів ПВ у просторі навколо електрона. Решта виразу для $dN/d\omega$ описує інтерференцію власного поля електрона і поля ПВ всередині фольги. У першій фользі мішені, поблизу її лівої поверхні ($z \rightarrow 0$), $dN/d\omega$ спрощується до другого рядка виразу (6), але з $\omega_p = 0$. Після підстановки до (1) такий спектр фотонів, відповідно до [1], призводить до звичайного перерізу К-іонізації без впливу ефекту густини.

Можна зробити певне спрощення виразу (6), яке значно скорочує час чисельних обчислень на основі цієї формули. А саме, при $q \gg \sqrt{2\omega/b}$ величина φ_v є великою, і функція $F(q)$ стає швидко осцилюючою. Тому в цій області q зазначену функцію можна замінити її середнім значенням. Усереднення $F(q)$ за швидкими осциляціями $e^{-i\varphi_v}$ і $e^{-i(n-1)\varphi_v}$, природно, дає $\langle F \rangle = 1$, тоді як для $|F|^2$ в результаті обчислень отримуємо:

$$\langle |F|^2 \rangle = 1 + 4e^{-(n-1)\mu a/2} \left(\text{sh}^2 \frac{\mu a}{4} + \sin^2 \frac{\phi_f}{2} \right) \text{sh} \frac{(n-1)\mu a}{2} / \text{sh} \frac{\mu a}{2}. \quad (7)$$

Таким чином, у чисельних розрахунках на основі (6) при $q \gg \sqrt{2\omega/b}$ можна використовувати відповідні усереднені значення $\langle F \rangle = 1$ і $\langle |F|^2 \rangle$ у формі (7) замість F і $|F|^2$. Для менших q слід використовувати неусереднені значення цих величин. При $b \gg \omega/\omega_p^2$, що зазвичай має місце на практиці, значення $q \gg \sqrt{2\omega/b}$ займають основну частину ефективного проміжку інтегрування ($0 < q < \omega_p$), і вищезазначене усереднення дозволяє помітно скоротити час обчислення. Якщо інтервал b між фольгами перевищує довжину формування ПВ у вакуумі $l_F \sim 2\gamma^2/\omega$, область $q \leq \sqrt{2\omega/b}$, де усереднення F і $|F|^2$ не є можливим, робить дуже малий внесок в інтеграли в (6). У цьому випадку усереднені значення величин, що обговорюються, можна застосовувати на всьому проміжку інтегрування за q .

Для обчислення середнього перерізу іонізації в багат шаровій мішені необхідно усереднити вираз (6) за z всередині кожної фольги і далі виконати усереднення отриманого виразу за всіма фольгами мішені (тобто за n). У результаті отримуємо:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{dN}{d\omega} \right\rangle = \frac{2\alpha}{\pi\omega} & \left\{ \ln \frac{q_0}{\sqrt{\omega^2/\gamma^2 + \omega_p^2}} - 1/2 + \frac{1 - e^{-\mu a}}{\mu a} \int_0^\infty dq q^3 (Q_s - Q_v)^2 G(q) - \right. \\ & \left. - \frac{4}{a} \int_0^\infty dq q^3 (Q_s - Q_v) Q_s \text{Re} \left(\frac{1 - e^{-a[\mu + i\omega(\gamma^{-2} + (q^2 + \omega_p^2)/\omega^2)]/2}}{\mu + i\omega(\gamma^{-2} + (q^2 + \omega_p^2)/\omega^2)} \right) \right\}, \quad (8) \end{aligned}$$

де

$$\begin{aligned} G(q) = 1 + \frac{\text{sh}^2 \frac{\mu a}{4} + \sin^2 \frac{\phi_f}{2}}{\text{sh}^2 \frac{\mu a}{4} + \sin^2 \frac{\phi_f + \phi_v}{2}} & [1 + f(\mu a) - f(\mu a/2 - i(\phi_f + \phi_v)) - \\ & - f(\mu a/2 + i(\phi_f + \phi_v))] - 2\text{Re}(1 - S(q)), \\ S(q) = 1 - \frac{e^{-i\phi_v}(1 - e^{-i\phi_f - \mu a/2})}{e^{-i(\phi_v + \phi_f) - \mu a/2} - 1} & [f(\mu a/2 + i(\phi_f + \phi_v)) - 1], \quad (9) \end{aligned}$$

$$f(x) = \frac{e^{-Nx} - 1}{N(e^{-x} - 1)}.$$

Аналогічне усереднення за швидкими осциляціями $e^{-i\phi_v}$, як у формулі (6), можна виконати також і у виразі (8). У результаті для значень $q \gg \sqrt{2\omega/b}$ (або для довільного q у випадку $b > l_F$) величина $S(q)$ перетворюється на одиницю, тоді як $G(q)$ набуває вигляду:

$$\langle G(q) \rangle = 1 + 2 \frac{\text{sh}^2[\mu a/4] + \sin^2[\phi_f/2]}{\text{sh}[\mu a/2]} \left(1 - \frac{e^{-N\mu a} - 1}{N(e^{-\mu a} - 1)} \right). \quad (10)$$

Зауважимо, що вирази (8–10) є дійсними для довільних N і a . У випадку, якщо сукупна товщина мішені $Na \gg \mu(\omega)^{-1}$ [ця умова повинна бути виконана для всіх ω , що роблять внесок в інтеграл у (1)] і $N \gg 1$, усіма функціями f у цих виразах можна знехтувати.

Переріз іонізації К-оболонки у багатошаровій мішені

Виконаємо чисельні оцінки перерізу іонізації К-оболонки у багатошарових мішенях на основі отриманих виразів. Ми будемо розглядати середній переріз $\langle \sigma_d \rangle$ у мішені, що визначається формулами (1) та (8). Як приклад, дослідимо випадок мішені з мідних фольг та енергії налітаючого електрона $\varepsilon = 5$ ГеВ, коли виконаною є умова $\gamma \gg \omega_K/\omega_p$. Числові значення перерізу фотоіонізації К-оболонки σ_{ph} можна отримати, наприклад, на основі даних про довжини поглинання фотонів μ^{-1} , представлених у [4]. Для міді $\hbar\omega_K \approx 8.979$ кеВ. Завдяки досить швидкому зменшенню σ_{ph} зі збільшенням ω саме частоти порядку ω_K роблять основний внесок в інтеграл у формулі (1). Для чисельних оцінок обмежимо область інтегрування в цій формулі значенням $\hbar\omega_{max} = 30$ кеВ, що дозволяє врахувати майже всю іонізацію К-оболонки, яку здійснює налітаючий електрон.

Покажемо розгляд середнього перерізу $\langle \sigma_d \rangle$ у багатошаровій мішені з фіксованою сукупною товщиною $L = aN$ (без урахування проміжків між фольгами), але змінними іншими параметрами, такими як кількість фольг N , із яких вона складається, та відстань b між ними. Рис. 2 показує залежність $\langle \sigma_d \rangle$ від інтервалу між фольгами для різних кількостей фольг N у мішені. Відстань b на графіку змінюється приблизно від мікрона до декількох значень $l_F = 2\gamma^2/\omega_K$ довжини формування ПВ у вакуумі в напрямку вздовж швидкості електрона при мінімальній частоті $\omega = \omega_K$, що робить внесок в (1). Товщина мішені L дорівнює $35\mu^{-1}(\omega_K)$, де довжина поглинання фотонів із частотою ω_K становить $\mu^{-1}(\omega_K) \approx 4$ мкм. Значення L обрано таким, що перевищує довжину поглинання $\mu^{-1}(\omega_{max}) \approx 106$ мкм при максимальній частоті, яку ми враховуємо при обчисленнях на основі (1). Довжина формування ПВ усередині фольги в

напрямку вздовж швидкості електрона при $\omega = \omega_K$ є в кілька разів меншою за $\mu^{-1}(\omega_K)$ і дорівнює $l_s = 2\omega_K^{-1}/(\gamma^{-2} + \omega_p^2/\omega_K^2) \approx 1$ мкм. Таким чином, якщо мішень є суцільною пластиною товщиною L і не розділена на фольги, середній переріз всередині неї майже дорівнює такому, що має місце за умов повноцінного прояву ефекту густини (штрихова лінія на графіку), що визначається першими двома доданками у (8). У свою чергу, переріз у тонкому приповерхневому шарі такої мішені (при $z \ll l_s$), відповідно до [1], демонструє повну відсутність ефекту густини (штрих-пунктирна лінія на графіку). Загалом, рис. 2 демонструє, що середній переріз К-іонізації високоенергетичними електронами в багатошаровій мішені не визначається однозначно матеріалом фольг та енергією електрона. Він суттєво залежить від кількості фольг, на які розділено мішень. Більше того, при $b < l_F$ для процесу іонізації К-оболонки мають місце ефекти довжини формування, подібні до таких ефектів у перехідному випромінюванні в багатошарових радіаторах [5]. У цій області переріз логарифмічно зростає зі збільшенням b .

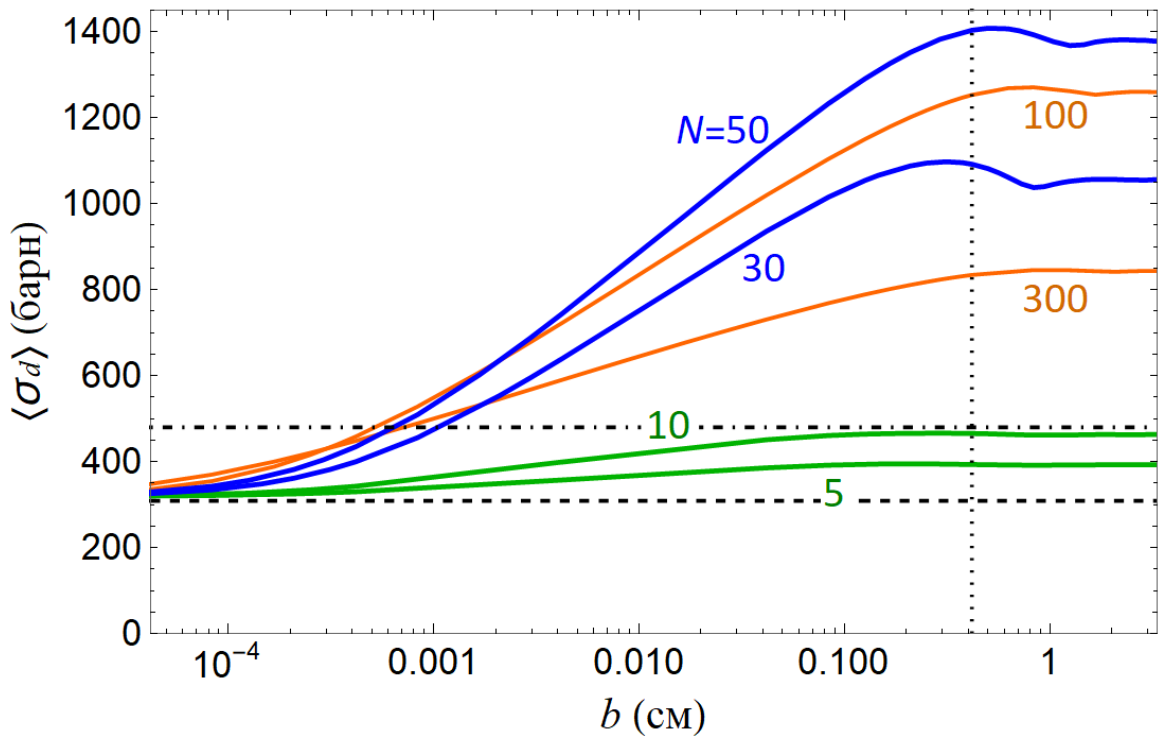


Рисунок 2. Залежність середнього перерізу іонізації К-оболонки (внаслідок далеких зіткнень) у мідній багатошаровій мішені від інтервалу між фольгами для різної кількості фольг у мішені (відповідне число N вказано біля кожної кривої). Загальна товщина мішені $L \approx 141$ мкм $\approx 1.33\mu^{-1}(\omega_{\max})$, енергія налітаючого електрона становить 5 ГеВ. Штрихова лінія – переріз за умови повноцінного прояву ефекту густини; штрих-пунктирна лінія – переріз за відсутності ефекту густини. Вертикальна лінія позначає величину $b = l_F$.

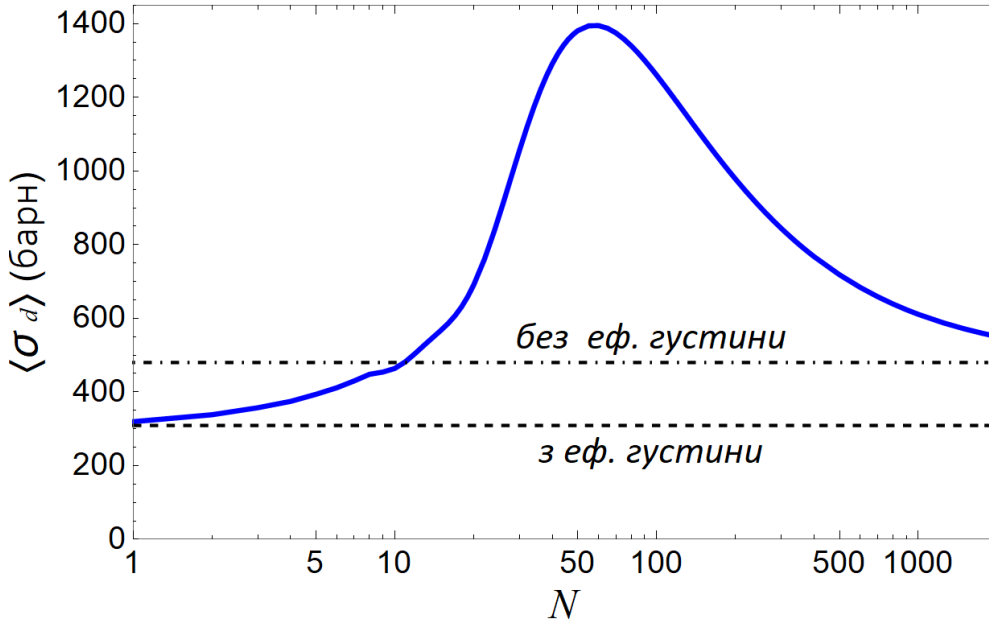


Рисунок 3. Залежність $\langle \sigma_d \rangle$ у багатошаровій мідній мішені фіксованої сукупної товщини $L \approx 141$ мкм $\approx 1.33\mu^{-1}(\omega_{\max})$ від кількості фольг у ній при $b > l_F$. Енергія налітаючого електрона становить 5 ГеВ. Штрихова та штрихпунктирна лінії – те ж саме, що й на рис. 2.

Рис. 3 показує залежність перерізу від кількості фольг у мішені, коли її сукупна товщина (сумарна товщина фольг) є фіксованою. Тут наведено результати для того ж значення сумарної товщини мішені, що й на рис. 2. Наразі ми розглядаємо випадок $b > l_F$, коли переріз набуває максимального значення для кожного N . Представлені тут результати отримано з використанням асимптотичної форми виразу (8), у якій усереднені значення $G(q)$ і $S(q)$ застосовуються на всьому проміжку інтегрування за q . Строго кажучи, ця форма є дійсною при $b \gg l_F$. Однак, як видно з рис. 2, у випадку, що розглядається, $\langle \sigma_d \rangle$ стає дуже близьким до свого асимптотичного значення вже при $b \approx l_F$ або навіть менших значеннях інтервалу між фольгами. Отже, з досить високою точністю асимптотична форма виразу (8), що використовується, є дійсною, починаючи з $b \sim l_F$. Для таких b загальна довжина L_t мішені, в якій враховано також інтервали між фольгами, визначається, в першу чергу, саме цими інтервалами і може бути оцінена як $L_t \approx (N - 1)b$ (для $N \geq 2$). Наприклад, можна обрати $b = l_F$. Тоді довжина мішені становитиме близько 20 см при кількості фольг $N = 50$ (при такому N , згідно з рис. 3, $\langle \sigma_d \rangle$ є близьким до свого максимального значення при $L \approx 141$ мкм і відповідно $a \approx 2.8$ мкм).

Для малих N і великих a величина $\langle \sigma_d \rangle$ є близькою до перерізу, пригніченого ефектом густини, що характерно для товстих фольг. У протилежному випадку великих N і малих a величина $\langle \sigma_d \rangle$ очікувано

наближається до звичайного перерізу, на який не впливає ефект густини, що характерно для надтонких фольг, а також ділянок у безпосередній близькості до поверхні фольги (крізь яку частинка потрапляє всередину фольги) довільної товщини. Найцікавішою особливістю залежності, наведеної на рис. 3, є те, що вона немонотонна та має яскраво виражений максимум. Значення $\langle\sigma_d\rangle$ у цьому максимумі в кілька разів перевищує переріз за відсутності ефекту густини. Максимум відповідає товщині фольги $a = L/N$, близькій до $\pi l_s(\omega_K)$, що в нашому випадку становить близько 3 мкм. При такому a для $q \ll \omega_p$ маємо $\varphi_f = \pi$ (аргумент відповідного синуса у виразі (10) при цьому дорівнює $\pi/2$), що визначає умову найбільш конструктивної інтерференції між полями ПВ від лівої та правої поверхонь кожної фольги.

Нарешті, внесок близьких зіткнень σ_c у загальний переріз можна обчислити з використанням поперечного перерізу Меллера для електрон-електронного розсіювання, вираженого через енергію ε , передану під час зіткнення. У діапазоні ε , який робить основний внесок у σ_c , він зводиться до резерфордівського вигляду (для $\gamma \gg 1$):

$$\frac{d\sigma_M}{d\varepsilon} = \frac{2\pi e^4}{mc^2\varepsilon^2}. \quad (11)$$

В рамках даного методу передбачається, що цей поперечний переріз зберігає таку форму аж до енергії іонізації К-оболонки [1, 3]. Разом із застосованим значенням для ρ_0 у виразі для σ_d такий підхід призводить до гарного збігу розрахованих і експериментально виміряних значень повного перерізу для випадку падіння електрона на одну фольгу. Величина σ_c в цьому випадку визначається виразом:

$$\sigma_c = 2 \int_{\hbar\omega_K}^{\infty} \frac{d\sigma_M}{d\varepsilon} d\varepsilon = \frac{4\pi e^4}{mc^2\hbar\omega_K}, \quad (12)$$

де додатковий коефіцієнт 2 враховує кількість електронів на К-оболонці. Цей внесок не залежить від енергії електронів і на нього не впливає поляризація мішені. Він є однаковим на всьому шляху електрона всередині фольги. У розглянутому випадку він складає близько 52 барн.

Характеристичне рентгенівське випромінювання у багат шаровій мішені

Кількість фотонів ХРВ, що випромінюються при русі електрона в багат шаровій мішені, можна оцінити на основі виразів (1) та (12) з $dN/d\omega$ у

вигляді (8). Кутову густину кількості фотонів, що випромінюються з усієї мішені, можна подати наступним чином:

$$\frac{dN_{\text{ХРВ}}}{do} = \frac{n_a w_f}{4\pi} \sum_{n=1}^N \int_0^a d\xi \sigma^{(n)}(\xi) g^{(n)}(\xi, \vartheta), \quad (13)$$

де w_f – фактор флуоресценції К-оболонки, що визначає ймовірність випромінювання фотонів у результаті заповнення вакансії на іонізованій оболонці. Для міді $w_f \approx 0.44$. Також $\xi = z - (n-1)(a+b)$, тоді як $\sigma^{(n)}(\xi)$ дорівнює $\sigma(z)$ всередині n -ї фольги. Функція $g^{(n)}(\xi, \vartheta)$ враховує поглинання ХРВ у n -й фользі, де воно генерується, та в усіх фольгах, які це випромінювання проходить на шляху до детектора. За допомогою ϑ ми позначаємо кут між напрямком спостереження і напрямком, протилежним до напрямку швидкості електрона. Нехай кожна фольга має форму кола з радіусом R . Якщо випромінювання розглядається у задній півкулі щодо швидкості електрона ($\vartheta < \pi/2$), то для $g^{(n)}(\xi, \vartheta)$ отримуємо:

$$g^{(n)}(\xi, \vartheta) = \exp\left(-\frac{\mu\xi}{\cos\vartheta}\right) \exp\left(-\text{Int}\left[\frac{R}{btg\vartheta}\right] \frac{\mu a}{\cos\vartheta}\right) H\left(n-1-\text{Int}\left[\frac{R}{btg\vartheta}\right] + \epsilon\right) + \\ + \exp\left(-\frac{\mu\xi}{\cos\vartheta}\right) \exp\left(-(n-1)\frac{\mu a}{\cos\vartheta}\right) H\left(\text{Int}\left[\frac{R}{btg\vartheta}\right] - n + \epsilon\right). \quad (14)$$

Тут $H(x)$ – ступінчаста функція Хевісайда, а ϵ довільне число з проміжку $(0,1)$, яке забезпечує те, що $H(x + \epsilon)$ дорівнює одиниці при $x = 0$. $\text{Int}[x]$ позначає цілу частину величини x . Якщо випромінювання розглядається в передній півкулі ($\vartheta > \pi/2$), вираз (14) все ще є дійсним за умови, що в ньому виконано наступні заміни: $\xi \rightarrow a - \xi$, $n \rightarrow N - n + 1$ та $\vartheta \rightarrow \pi - \vartheta$.

ХРВ, що виникає в результаті рекомбінації атомних К-оболонки в мідних фольгах можна наближено розглядати як таке, що складається з двох монохроматичних ліній K_α і K_β . Через відносно невелику різницю між частотами цих ліній, а також через відносно невеликий внесок лінії K_β в загальний вихід ХРВ у міді (приблизно 0.14 від K_α [6]), ми будемо брати коефіцієнт поглинання $\mu(\omega)$ в (14) при частоті лінії K_α : $\hbar\omega_{K_\alpha} \approx 8.05$ кеВ. Наразі дублет ліній $K_{\alpha 1}$ і $K_{\alpha 2}$ ми розглядаємо як єдину лінію через дуже малу різницю (близько 20 еВ) між енергіями $\hbar\omega_{K_{\alpha 1}}$ і $\hbar\omega_{K_{\alpha 2}}$. Для довжини поглинання ХРВ у цьому випадку маємо $\mu^{-1} \approx 22$ мкм.

Рис. 4 демонструє кутовий розподіл ХРВ, що генерується електронами з енергією 5 ГеВ у багаточаровій мішені сукупної товщини $L = 35\mu^{-1}(\omega_K) \approx 141$ мкм за умов, коли $\langle\sigma_d\rangle$ є близьким до свого максимального значення ($a \approx$

$2\pi\omega_K/\omega_p^2$ і $b \sim l_F$). Відмінність кутового розподілу ХРВ від сферично-симетричного, що пов'язана з функцією $g^{(n)}(\xi, \vartheta)$, обумовлена поглинанням випромінювання у фольгах, крізь які йому потрібно пройти, щоб залишити мішень. Кожен «стрибок» інтенсивності випромінювання, що відбувається при $\vartheta = \arctg(R/kb)$, де k є цілим додатним числом, спричинений новою фольгою, яка з'являється на шляху фотонів зі зменшенням ϑ .

Згідно з рис. 4, при $b = 0.5$ см максимальна кількість фотонів випромінюється у напрямку $\vartheta \approx 50^\circ$. Якщо розглянути нормальне падіння електрона на одну фольгу тієї ж товщини, що й ціла мішень (тобто з $a \approx 141$ мкм), або будь-якої іншої товщини, що задовольняє умові $a \gg \mu^{-1}(\omega_{K\alpha})$, для того ж кута ϑ на основі виразів (1), (12–14), поклавши тут $n = N = 1$, можна отримати густину фотонів $dN_{\text{ХРВ}}^{(1)}/d\vartheta \approx 0.0017$ фотони/(e⁻ср), що в 32 рази менше ніж у розглянутій багатошаровій періодичній мішені.

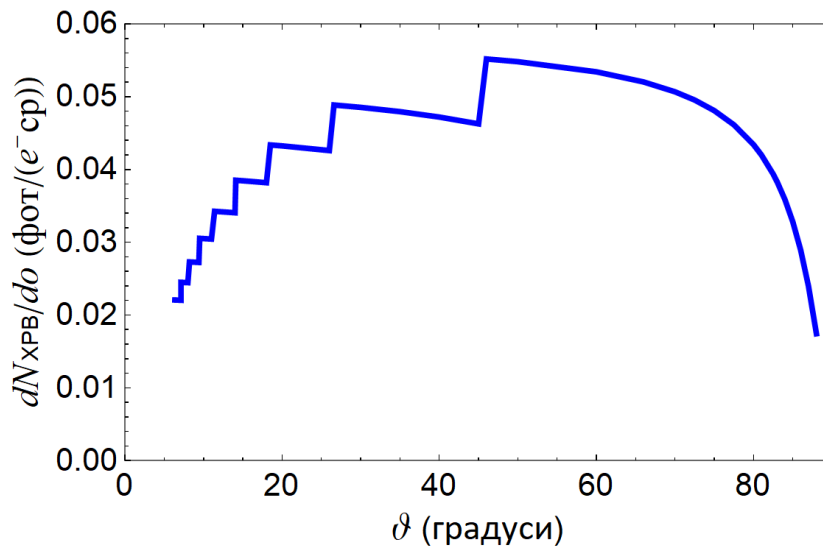


Рисунок 4. Кутовий розподіл ХРВ з багатошарової мідної мішені з $N = 50$, $a \approx 2.8$ мкм і $R = 0.5$ см. Відстань між фольгами $b = 0.5$ см. Енергія налітаючого електрона становить 5 ГеВ.

Інший спосіб отримання монохроматичного випромінювання на основі багатошарового радіатора полягає в тому, щоб дозволити ПВ (разом з електронами, які його генерують) падати на фольгу, розташовану за радіатором, і генерувати на ній ХРВ. Це відповідає підходу, що застосовувався в роботі [7], де автори реєстрували ХРВ із мідної фольги товщиною 25 мкм, що створювалося електронами, які попередньо перетинали дві тонкі (3.26 мкм) мідні фольги, генеруючи ПВ. Втім, для великої кількості фольг у мішені, де генерується ПВ,

цей підхід призводить до помітно меншої інтенсивності ХРВ, ніж той, що ми розглядаємо в даній роботі (коли ПВ і ХРВ генеруються в одній і тій самій багаточаровій мішені), що пов'язано з більшим поглинанням ПВ у радіаторі у такій геометрії. Наприклад, для таких самих параметрів багаточарової мішені та енергії електрона, що ми розглядали раніше, для кутової густини ХРВ при $\vartheta = 50^\circ$ отримуємо $dN_{\text{ХРВ}}/do \approx 0.0046$ фотони/($e^- \text{ср}$), що є більш ніж у десять разів меншим за те, що наведено на рис. 4 для того самого ϑ .

З точки зору питання про можливість використання ХРВ у багаточарових мішенях у якості джерела монохроматичних фотонів, представляє інтерес порівняння інтенсивності ХРВ у розглянутій нами схемі безпосередньо з інтенсивністю перехідного випромінювання з багаточарової мішені, яке широко використовуються для отримання вузько колімованих пучків рентгенівських фотонів. Зазначимо, що однією з відмінностей ХРВ від ПВ є однорідність його кутового розподілу (якщо знехтувати поглинанням випромінювання у мішені). Рентгенівське ж ПВ ультрарелятивістських частинок є сильно сконцентрованим навколо напрямку їх швидкості і має високу кутову густину. Втім, як показує аналіз, навіть якщо вихід ХРВ з багаточарової мішені інтегрувати за досить малим тілесним кутом (тобто отримувати достатньо колімований пучок фотонів), він все ж може бути близьким до виходу (у вузькому діапазоні частот), типового для радіаторів на базі ПВ. У якості типового прикладу радіатора на базі ПВ розглянемо мішень із 50 тонких алюмінієвих фольг. Спектральну густину випромінювання $dN/d\omega$ у цьому випадку можна обчислити на основі відомих виразів (див. наприклад [5]). Товщину фольг оберемо такою, що дорівнює 10 мкм, що відповідає найбільшому значенню інтенсивності ПВ у максимумі його спектра, який наразі має місце при $\hbar\omega \approx 12$ кеВ. Нехай, як і раніше, енергія електрона становить 5 ГеВ. Монохроматизувати це випромінювання можна шляхом його подальшої брегівської дифракції на монокристалі. Як приклад, будемо розглядати дифракцію ПВ на площинах (111) кристала кремнію, орієнтованого таким чином, що умова Брега-Вульфа виконується для енергії фотона поблизу 12 кеВ, що відповідає максимуму спектра ПВ. У цьому випадку для кількості фотонів, що міститься всередині характерного кутового діапазону $2\omega_p/\omega \approx 0.3^\circ$, в межах якого сконцентрована основна частина випромінювання, можна отримати оцінку $N_{\text{ДПВ}} \approx 1.5 \cdot 10^{-4}$ фотони/ e^- . За умов, характерних для рис. 4, поблизу $\vartheta = 50^\circ$ така сама кількість фотонів ХРВ у розрахунку на один електрон відповідає випромінюванню в межах конусу з кутом розчину близько 3° . До подібних результатів призводить також порівняння ХРВ у схемі, що розглядається, з когерентним рентгенівським випромінюванням електронів у багаточарових мішенях, що складаються з тонких кристалічних пластин (див.

деталі у [8]), яке також характеризується вузьким кутовим розподілом і високою кутовою густиною енергії (тут мається на увазі параметричне рентгенівське випромінювання та дифраговане рентгенівське перехідне випромінювання). Проведений аналіз свідчить про можливість застосовувати ХРВ високоенергетичних частинок у багатошарових мішенях як джерело рентгенівських фотонів, подібно до ПВ. Перевагою такого джерела є широкий кутовий розподіл випромінювання. Завдяки цьому, в даному випадку фотони можна реєструвати в широкому діапазоні напрямків, а відповідне обладнання не потрібно ретельно орієнтувати.

- [1] A. H. Sørensen, Phys. Rev. A 36, 3125 (1987).
- [2] D. W. Spooner et al., Z. Phys. D. 29, 265 (1994).
- [3] J. F. Bak et al., Phys. Scr. 33, 147 (1986).
- [4] X-ray database. https://henke.lbl.gov/optical_constants/atten2.html.
- [5] M. L. Cherry et al. Phys. Rev. D. 10, 3594 (1974).
- [6] G. Hölzer et al. Phys. Rev. A. 56, 4554 (1997).
- [7] J. F. Bak et al. Phys. Scr. 33, 147 (1986) [480(Err.)].
- [8] S. V. Trofymenko, Phys. Rev. A 102, 062804 (2020).

ТРАНСМУТАЦІЙНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ПЛУТОНІЮ-239 З ВИКОРИСТАННЯМ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНИХ ПРОТОНІВ

¹А. Танчак, ¹К. Катовський, ¹І. Адам, ²І. Гайсак

¹Брненський технічний університет, Брно, Чеська Республіка

²Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна

ВСТУП

Беручи до уваги сприятливе середовище, доступне для розвитку ядерної енергетики на сьогоднішній день також необхідно вжити певних заходів щодо поводження з відпрацьованим ядерним паливом яке складається з довгоживучих радіонуклідів та радіотоксичних елементів. Використовуючи трансмутацію в підкритичних системах, керованих прискорювачами протонів, ці довгоживучі радіонукліди можна перетворити на відносно короткоживучі нукліди з потенційно низьким рівнем радіоактивності. Використання такого методу, дозволив би зробити поводження з переробленим ядерним відпрацьованим паливом відносно простішим та економічно ефективним.

Враховуючи велику кількість атомних електростанцій у світі, а також плани щодо будівництва нових, то можна з упевненістю припустити, що ядерна енергетика і надалі відіграватиме важливу роль як частина енергетичної промисловості. Станом на листопад 2023 року в 30 країнах світу налічується 436 діючих реакторів та 220 дослідницьких реакторів у 50 країнах світу [1]. У той же час, високоактивні матеріали, що утворюються під час виробництва енергії, становлять один з найбільших викликів з якими стикається ядерна енергетика в даний час. За даними МАГАТЕ, загальна кумулятивна кількість відпрацьованого ядерного палива у світі на 2020 рік оцінюється в 445 000 тНМ [2].

Пріоритетом усіх розвинених країн з точки зору природоохоронних заходів є успішне захоронення та поводження з відходами атомних електростанцій. Крім того, країни, що володіють ядерною зброєю, стурбовані питаннями утилізації або мирного використання (конверсії) надлишкових збройових запасів плутонію та високозбагаченого урану. На практиці розглядається декілька підходів до остаточного поводження з відпрацьованим ядерним паливом [3], а саме такі як: переробка, глибокі геологічні сховища, ядерна трансмутація.

Найбільш перспективним підходом з точки зору МАГАТЕ є переробка відпрацьованого ядерного палива, яка передбачає завершення ядерного паливного циклу на реакторах на швидких нейтронах. Переробка ВЯП - це

вилучення елементів урану і плутонію для повторного використання в ядерному паливному циклі.

Такий багатогранний підхід має на меті позитивно вплинути на використання ресурсів і громадське сприйняття ядерної енергії. Очевидно, що деякі ізотопи плутонію та інші трансуранові радіоізотопи (нептуній, америцій, кюрій) у відпрацьованому паливі мають період напіврозпаду від тисяч до мільйонів років.

Тому можна припустити, що жодне сховище не може гарантувати повну безпеку від витоку радіонуклідів і забруднення навколишнього середовища протягом такого тривалого часу [4]. Таким чином, основним обґрунтуванням переробки та будівництва нових реакторів на швидких нейтронах є зменшення вмісту малих актинідів та продуктів поділу, що значно зменшить вплив на навколишнє середовище та пов'язану з цим довгострокову небезпеку.

1. Загальні принципи трансмутації відпрацьованого ядерного палива

Трансмутація відпрацьованого ядерного палива [5] передбачає перетворення довгоживучих радіоактивних елементів, що містяться в ядерних відходах, на більш короткоживучі або стабільні ізотопи за допомогою ядерних реакцій. Цей процес слугує двом ключовим цілям: зменшенню кількості радіоактивних відходів та зменшенню ризиків розповсюдження ядерної зброї. Таким чином, зменшуючи кількість плутонію у відпрацьованому ядерному паливі, спричинить зниженню ризику розповсюдження ядерної зброї. Це не лише зміцнить глобальну безпеку, але й вирішить екологічні проблеми, пов'язані з довгоживучими ядерними відходами. Крім того, процеси трансмутації можуть підвищити ефективність ядерного паливного циклу за рахунок вилучення більшої кількості енергії з залишків розщеплюваного матеріалу у відпрацьованому паливі.

Переробка відпрацьованого ядерного палива також необхідна для реалізації замкнутого паливного циклу і можливості повторного використання продуктів регенерації в якості ядерного палива, що є життєздатною альтернативою захороненню ядерних відходів. Активні нові дослідження в галузі ядерної енергетики дозволять не тільки ефективно використовувати паливо в реакторі, але й розробляти нові проекти і технології, які б забезпечували постійну кількість доступної енергії в майбутньому.

2. Системи, керовані прискорювачами (ADS)

Інноваційними перспективами та перевагами для перетворення відпрацьованих ядерних відходів (ВЯВ) є системи, керовані прискорювачами. Ці

системи можуть відкрити нові потенційні переваги для захоронення довгоіснуючих радіоактивних відходів. Крім того, ці системи мають вищий рівень безпеки завдяки своїй здатності зупиняти ланцюгову реакцію, припиняючи надходження протонів.

Системи, керовані прискорювачом - це сучасні ядерні системи, які складаються з потужного прискорювача протонів, мішені, що розщеплюється, і підкритичної активної зони (з'єднаної з мішенню, що розщеплюється). Ці підкритичні системи використовують важку металеву мішень, яка виробляє нейтрони при бомбардуванні потужним пучком, що вивільняє достатньо енергії для живлення прискорювача.

Такі системи пропонують численні переваги в ядерній енергетиці. Робота в підкритичному режимі гарантує, що процес не може відбуватися неконтрольовано. Зупинити ланцюгову реакцію можна завдяки вимкненню прискорювача, що мінімізує ризик неконтрольованих ядерних реакцій і розплавлення активної зони. Використання торію та спалювання плутонію в ADS є також можливим, що дає позитивний внесок у боротьбі з розповсюдженням ядерної зброї. Усуваючи необхідність у дорогих процедурах збагачення урану, ADS забезпечує гнучкість у виборі палива і мішеней для трансмутації.

Здатність системи перетворювати довгоживучі радіоактивні ізотопи в ядерних відходах на більш короткоживучі або стабільні форми сприяє безпечному поводженню з відходами, зменшуючи радіоактивність, радіотоксичність і теплоту розпаду в геологічних сховищах. Також, ADS розширює можливості використання ядерних паливних ресурсів, видобуваючи додаткову енергію з існуючих ядерних відходів, сприяючи більш сталому та ефективному ядерному енергетичному циклу. Інтеграція з відновлюваними джерелами енергії підвищує екологічність ADS, що робить її перспективною технологією для вирішення проблеми ядерних відходів. Вона також генерує менше радіоактивних відходів, а через 500 років рівень активності еквівалентний вугільній золі [6].

Однак існує багато технічних та економічних проблем, які перешкоджають застосуванню технології ADS на практиці. Ініціативи з досліджень і розробок, що тривають, зосереджені на вдосконаленні конструкції, підвищенні ефективності та зниженні загальних витрат, пов'язаних з цими системами. Саме тому, необхідно дослідити більше експериментів, пов'язаних з процесом перетворення, що дозволить краще зрозуміти фізичні та технічні методи передових технологій перетворення ядерних відходів. Це також буде корисно

для безпечного поводження з відпрацьованим ядерним паливом, особливо для зменшення небезпечного впливу ВАВ на навколишнє середовище і людину.

3. Реакція розщеплення (spallation reaction)

Реакція розщеплення - це тип ядерної реакції, в якій частинка з дуже високою енергією (протон, нейтрон тощо) бомбардує важке ядро - мішень, наприклад, уран, свинець або ртуть. Ця частинка передає частину енергії ядру-мішені, змушуючи його збуджуватися і розщеплюватися (рис.1) внаслідок непружних ядерних реакцій. В результаті виділяється велика кількість енергії і утворюється безліч різних фрагментів, включаючи нейтрони, протони, α -частинки та інші ядерні фрагменти.

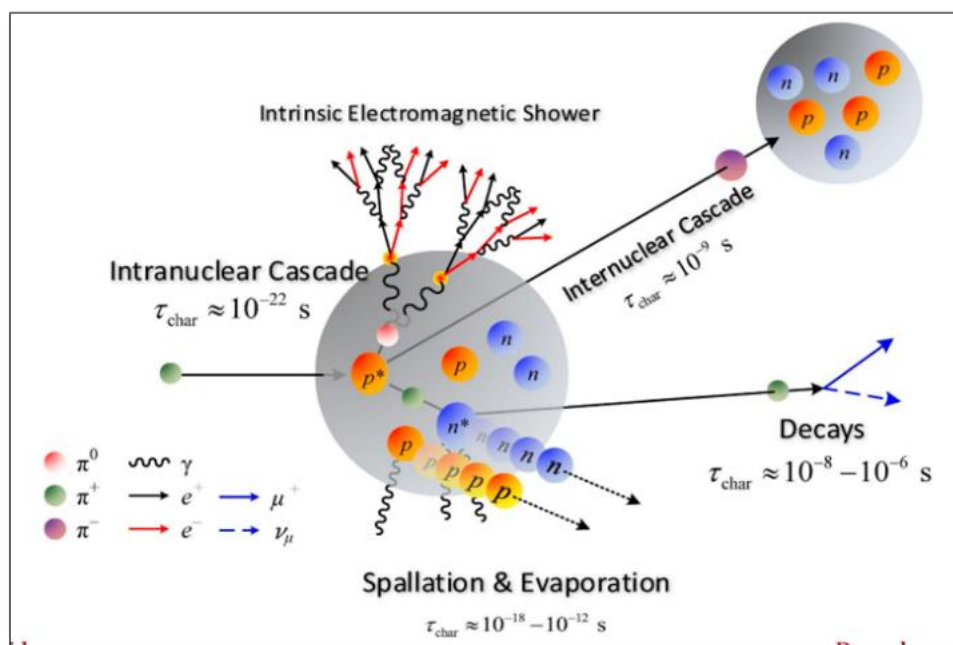


Рисунок 1. Процеси під час розшарування та випаровування [7].

Крім того, в наслідок реакції виробляються ізотопи, які можуть бути використані для різних застосувань, таких як медична візуалізація, терапія раку та інші промислові процеси. Завдяки високому виходу нейтронів і простоті їх виробництва, використання протонів мінімізує енергетичні витрати на генерацію нейтронів.

3.1. Мішені розщеплення (spallation target)

Мішень розщеплення - це компонент джерела нейтронів розщеплення або прискорювача, який призначений для поглинання високоенергетичних частинок (наприклад, протонів) і може генерувати велику кількість нейтронів за рахунок реакції розщеплення. Матеріал-мішень зазвичай виготовляється з важких

металів, таких як вольфрам або свинець, які можуть витримувати високі рівні тепла і радіації, що утворюються в процесі розщеплення.

Загалом, всі важкі матеріали з високою щільністю (наприклад, матеріали з високим вмістом Z , такі як U, Th, Pb, Ta, W, Hg і т.д.) можуть бути використані в якості мішеней джерела розщеплення. Чим більший атомний номер елемента, тим більша кількість випущених нейтронів.

Конструкція мішені розщеплення має вирішальне значення для продуктивності і ефективності джерела розщеплення нейтронів або ADS. Мішень повинна бути здатна поглинати високоенергетичні частинки, не розплавляючись і не пошкоджуючись. Крім того, вона повинна бути здатна відводити тепло, що утворюється в процесі розщеплення. Матеріал мішені повинен бути обраний таким чином, щоб оптимізувати виробництво потрібних ізотопів або нейтронного потоку, в залежності від мети.

3.2 Продукти розщеплення (spallation products)

Продукти розщеплення - це радіоактивні ізотопи, що утворюються в результаті розщеплення, процесу, який запускається зіткненням високоенергетичних частинок, таких як протони, з матеріалом-мішенню, наприклад, вольфрамом або свинцем. При зіткненні ядра атомів мішені зазнають фрагментації, що призводить до вивільнення нейтронів, протонів та інших частинок. Ці частинки, в свою чергу, можуть зіткнутися з іншими ядрами в матеріалі мішені, ініціюючи подальші ядерні реакції і генеруючи додаткові частинки [8].

Склад продуктів розщеплення охоплює різноманітний набір радіоактивних ізотопів, що залежить від таких факторів, як матеріал мішені та енергетичний рівень падаючих частинок. Серед продуктів розщеплення, що часто зустрічаються, є ізотопи таких елементів, як цезій, стронцій, йод і ксенон, а також важчі ізотопи таких елементів, як свинець і вісмут. Ці ізотопи можуть мати високий рівень радіоактивності, що характеризується коротким періодом напіврозпаду від часток секунди до декількох днів або тижнів.

4. Короткий опис експерименту на тонкій плутонієвій мішені

Дослідження, описане в цій роботі, було виконано в рамках експериментів в Об'єднаному інституті ядерних досліджень (ОІЯД) в Дубні (Росія), (в рамках співпраці кількох науково-дослідних інститутів та університетів). Наприкінці 1990-х років було виконано кілька експериментів, які сприяли розвитку ядерних даних для технологій ADS, особливо для пропозицій з використанням трансмутації. Вивчалися вимірювання перерізів плутонію, урану, нептунію, америцію, йоду та інших ізотопів. Перша частина цього дослідження описана в [9] К. Катовським, друга частина експерименту описується в цій роботі та

докладніше в [10]. Експеримент, розрахунок перерізів реакції взаємодії високоенергетичних протонів з плутонієм-239 складався з наступних послідовності дій описаних нижче.

4.1. Визначення середнього потоку протонів

В якості моніторів протонного пучка було використано алюмінієву фольгу. Алюміній є хорошим матеріалом, властивості якого мало залежать від впливу високоенергетичних пучків протонів. Крім того, алюміній є біосумісним, економічно вигідним матеріалом, з відмінною теплопровідністю і хорошою радіаційною твердістю, широко доступним для виготовлення в різних формах. Алюміній демонструє чудову хімічну стабільність, що допомагає зменшити ймовірність небажаних реакцій з іншими матеріалами в експериментальній установці.

Моніторинг протонного пучка проводився на основі активованої алюмінієвої фольги з використанням реакцій $^{27}\text{Al}(p,3p\text{p})^{24}\text{Na}$, $^{27}\text{Al}(p,3p3n+)^{22}\text{Na}$ та $^{27}\text{Al}(p,10p11n+)^7\text{Be}$. Зокрема, основною реакцією моніторингу була реакція $^{27}\text{Al}(p,3p\text{p})^{24}\text{Na}$.

4.2. Підготовка зразка

Зразок являє собою циліндричний диск діаметром ($\varnothing$) 21 мм і товщиною 1.5 мм. Вага чистого ^{239}Pu становила 446 мг. Однак зразок плутонію всередині алюмінієвого контейнера складався зі сполуки $^{239}\text{PuO}_2$, який мав вагу 506 мг і був диспергований в алюмінієвому порошку, додатково вкритому тонкою алюмінієвою фольгою. Для збереження такої конфігурації зразка $^{239}\text{PuO}_2$ був поміщений в дюралюмінієвий контейнер (Al-капсулу), утворюючи ефективну «сендвіч»-структуру діаметром 34 мм (див. рис. 2).

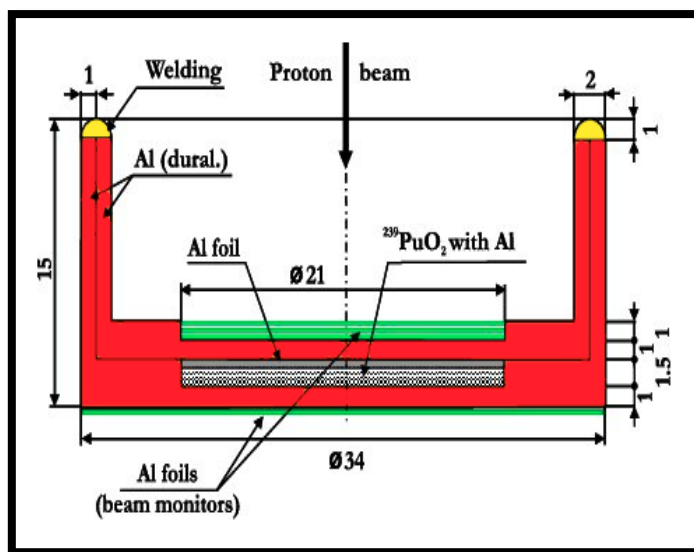


Рисунок 2. Розташування та опис плутонієвої мішені.
Розміри вказані в мм.

У цьому експерименті використовувалася ізотопна суміш чистого плутонію, яка на 99% складається з ^{239}Pu , а решта - з ^{236}Pu , ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu (ізотопи з відповідними ланцюгами розпаду). Густина досліджуваної сполуки $^{239}\text{PuO}_2$ становила 0.974 г/см^3 .

4.3. Опромінення зразка

Плутонієве опромінення проводилося після 12 хвилин експерименту з природним ураном і тривало 5.25 хв. При струмі вихідного пучка 2.02 мкА інтегральний потік протонів становив $4.93 \cdot 10^{13}$ (інтегральна інтенсивність), а струм протонів на досліджуваній мішені - 25 нА . Для моніторингу профілю пучка використовували іонізаційні камери, стабільність профілю пучка була дуже хорошою. Проте стабільність струму пучка під час опромінення змінювалася в межах 30 %. Середні параметри профілю пучка для плутонієвої мішені становили $\text{FWHM}(x) = 1.50 \text{ см}$ і $\text{FWHM}(y) = 2.31 \text{ см}$.

Експериментальний зразок був опромінений за допомогою фазотрону. З експериментальної точки зору, фазотрон виділяється як унікальна дослідницька установка, що пропонує високоінтенсивний протонний пучок з потужністю до 10^{13} частинок в секунду і досягає максимальної енергії 660 MeV . Фазотрон - це циклічний прискорювач важких заряджених протонів, в якому частинки рухаються в постійному і однорідному магнітному полі і прискорюються у високочастотному електричному полі, частота якого зменшується.

Калібрування ефективності детектора проводилося з використанням стандартних калібрувальних точкових джерел, таких як: ^{133}Ba , ^{109}Cd , ^{57}Co , ^{60}Co , ^{152}Eu , ^{226}Ra , ^{228}Th , ^{88}Y з декількома γ - лініями в діапазоні від 80 keV до 2614 keV .

5. Результати експерименту та його аналіз

Аналіз спектрів γ - випромінювання проводився за допомогою програми DEIMOS32. Після отримання вихідних файлів з програми DEIMOS32 були розраховані ефективність калібрування детекторів для вимірювань (Efektfit.exe) і коефіцієнти підгонки ефективності (EfektFit.exe) для кожної позиції вимірювань. Наступним кроком був розрахунок коефіцієнтів нелінійності. Після розрахунків і збору всіх необхідних даних та інформації, всі дані були введені в програму AD4HEL, яка розраховує швидкість реакції залишкових нуклідів з кривою розпаду і період напіврозпаду досліджуваних нуклідів. Після отримання результатів, використовуючи рівняння з розрахунку перерізу реакції, було розраховано переріз для експериментальних даних. Формула для розрахунку перерізу реакції:

$$\sigma_a(E_\gamma(j)) = \frac{S_i(E_\gamma(j))\lambda_a \times \frac{t_{r,i}}{t_{l,i}}}{N_p N_{targ} \varepsilon_\gamma I_\gamma(E_\gamma(j)) (1 - e^{-\lambda_a \tau_1}) e^{-\lambda_p t_{2,i}} (1 - e^{-\lambda_a t_{r,i}})} \quad (1)$$

де, $\lambda_a [c^{-1}]$ - константа розпаду для ядра а; $\varepsilon_\gamma(E_\gamma(j))$ абсолютна ефективність реєстрації γ -квантів з енергією $E_\gamma(j)$; $I_\gamma(E_\gamma(j))$ - інтенсивність розпаду гамма-променів з енергією $E_\gamma(j)$; $\tau_1, t_2, t_{r,i}, t_{l,i}$ - час витримки, затримка, реальний час та час вимірювання відповідно.

У багатьох випадках вимірювання радіоізотопів з великим періодом напіврозпаду часто генерує низькоенергетичні γ -кванти, що ускладнює обробку області нижче 200 кеВ. У випадку вимірювання ізотопів з коротким періодом напіврозпаду складність полягає в тому, що вони мають швидкий радіоактивний розпад. Ще одним ускладненням для точного визначення радіонуклідів було те, що виміряні спектри містили багато γ -ліній, які дуже часто перекриваються. З цієї причини обробку даних не починали до завершення останнього вимірювання спектру. Останній вимір зазвичай складається з продуктів з меншим періодом напіврозпаду, які вже не видно в останніх спектрах. Обробка отриманих спектрів починалася з останніх спектрів і продовжувалася поетапно до першого вимірювання.

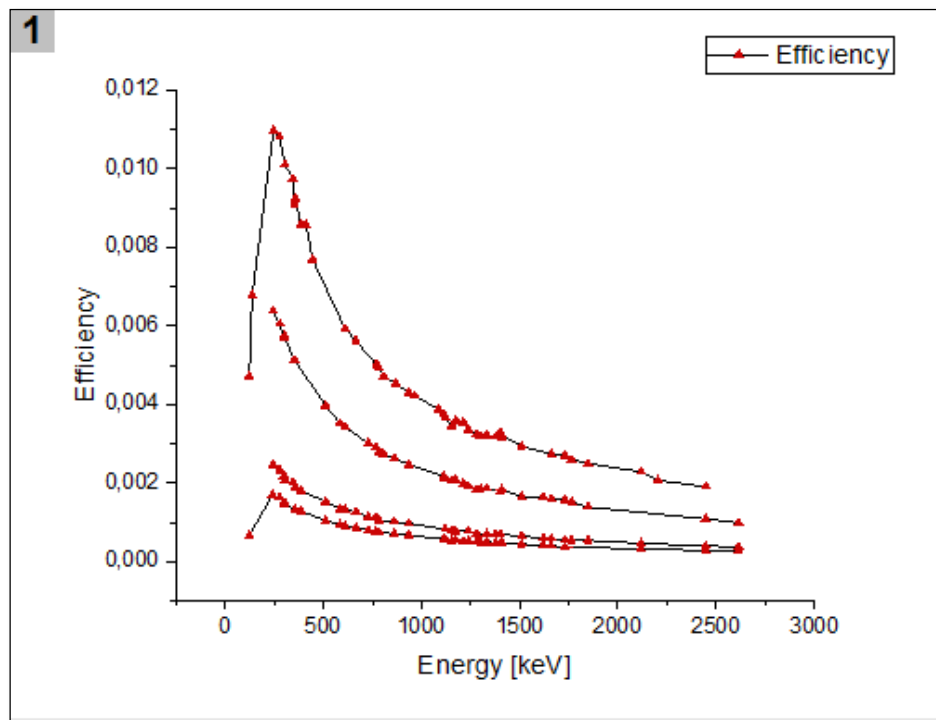


Рисунок 3. Експериментальні дані ефективності для калібрування детектора CANBERRA

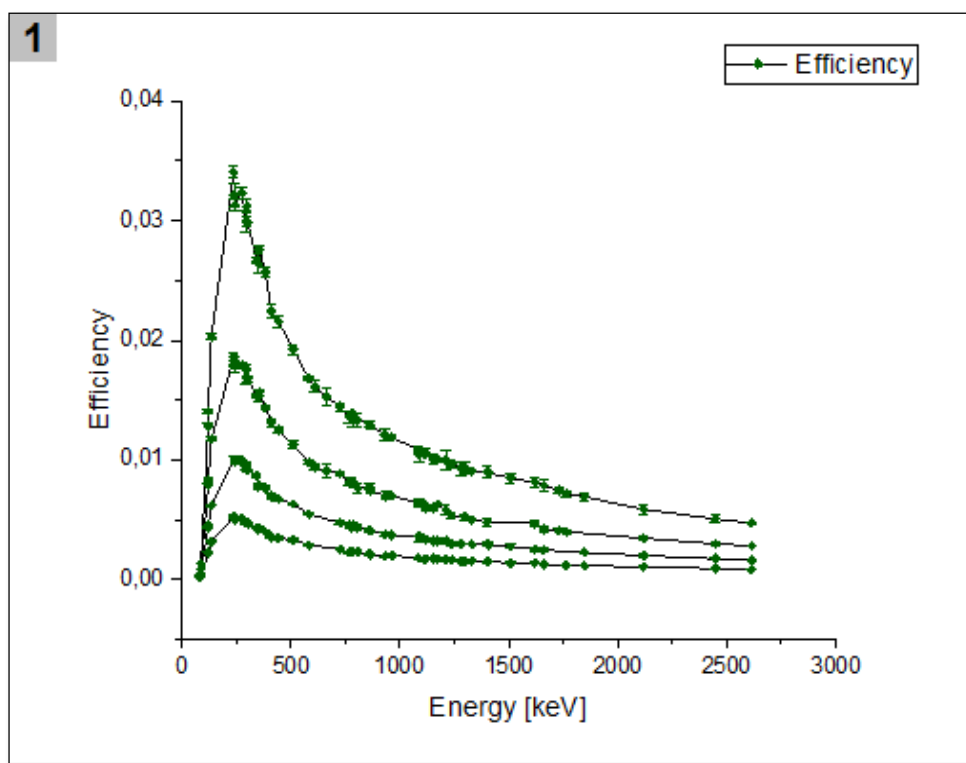


Рисунок 4. Експериментальні дані ефективності для калібрування детектора ORTEC

Ефективність детектора оцінювали за допомогою програмного скрипту Efekt8.exe. Підгонка ефективності здійснювалася за допомогою аналогічного пакету програм під назвою Efektfit.exe. Програма Efekt8.exe дозволяє визначити такі параметри, такі як ефективність детектора, для кожної позиції вимірювання, а також інші параметри, пов'язані з ефективністю детекторів. Скрипт Efektfit.exe використовувався для розрахунку коефіцієнтів підгонки для цих позицій, використовуючи вихідний файл, створений програмою Efekt8.exe, як вхідний файл для розрахунку. На рис.3 та рис.4 показано співвідношення між ефективністю та енергією для обох детекторів у всіх позиціях вимірювання. З цих рисунків видно, що ORTEC детектор має кращу ефективність, ніж CANBERRA детектор.

Було отримано 24 спектри під час вимірювань для 1 - 5 позицій, і 18 спектрів для калібрування детектора CANBERRA. Під час вимірювань з цим детектором використовувалися фільтри $2\text{Cd}+2\text{Cu}$. В результаті обробки гамма-спектрів, отриманих від опроміненої плутонієвої мішені ($^{239}\text{PuO}_2$), було виявлено 48 гамма-ліній. Ідентифікація була успішною для 30 нуклідів, виходячи з їх енергії та періоду напіврозпаду від 18,3 хвилин до 5 годин. Ідентифіковані нукліди належать до масових чисел (A) в діапазоні 24 - 239, з накопиченням радіонуклідів в областях масових чисел 87 - 149 і 197 - 239.

Для вимірювань у позиціях 6 - 9 використовували детектор ORTEC. Загалом під час цих вимірювань було отримано 59 спектрів, ще 30 спектрів було

отримано для калібрування. Останнє вимірювання плутонієвої мішені в 9-й позиції було виконано в другому проміжку від детектора (ближче до детектора), в результаті чого було отримано 43 спектри. Обробка γ -спектрів, виміряних детектором ORTEC, показала виявлення 82 γ -ліній, що відповідають 36 радіонуклідам за енергією з періодами напіврозпаду від 2,49 годин до 17,68 діб. Виявлені нукліди мають масові числа в діапазоні 24 - 239, з пробілами, розподіленими в діапазоні значень 147 – 182.

Для того, щоб підтвердити отримані експериментальні результати, обов'язковим є порівняння експериментальних даних з теоретичним моделюванням. Порівняння експериментальних даних з теоретичними результатами представлено на рис.5 і рис.6. На рис.5 показано залежність повного перерізу залишкових нуклідів від масового числа (A), а на рис.6 - залежність повного перерізу залишкових нуклідів від протонного числа (Z). Результати представлення із застосуванням коефіцієнтів нормалізації.

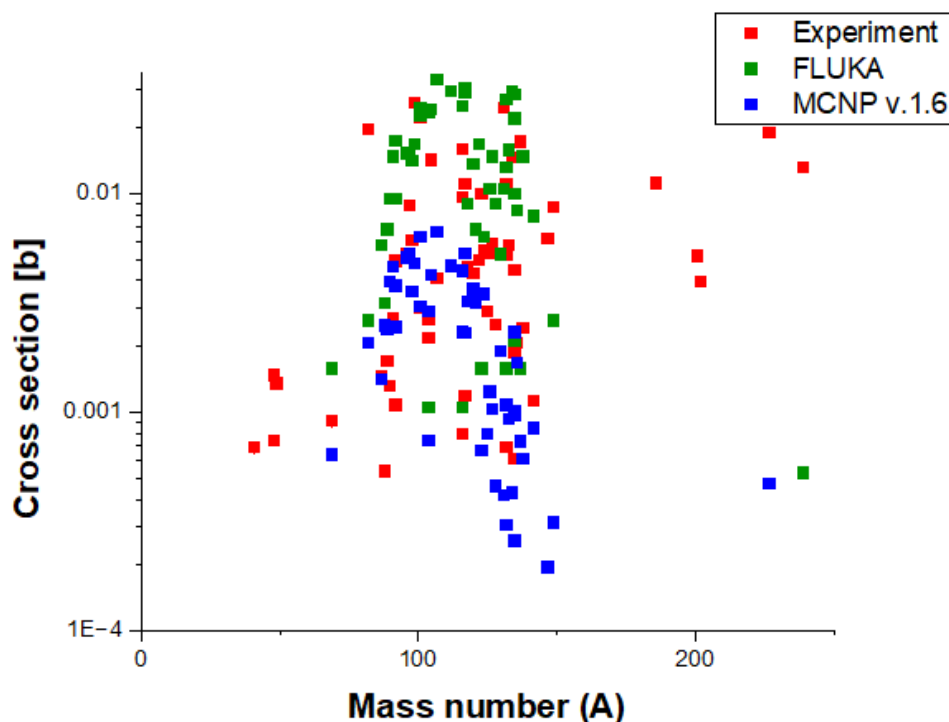


Рисунок 5. Перерізи відповідають масовим числам (A) радіонуклідів, виміряним детекторами

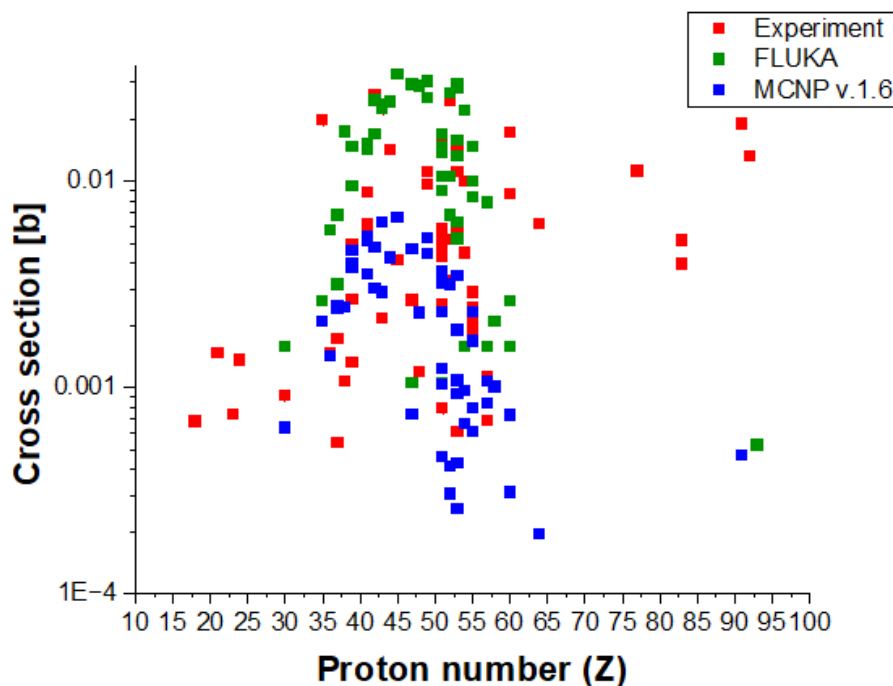


Рисунок 6. Зв'язок між перерізами та протонним числом (Z) радіонуклідів, виміряними детекторами

З наведених вище рисунків видно, що всі експериментальні дані мають подібний тренд розподілу радіонуклідів після реакцій в плутонієвій мішені, однак значення перерізу є меншими порівняно з результатами моделювання. Це свідчить про те, що енергії протонів 660 MeV достатньо для індукції реакцій поділу і розщеплення в плутонієвій мішені, що дозволяє припустити, що цей метод може бути використаний для перетворення плутонію в короткоживучі радіонукліди.

ВИСНОВКИ

У цьому експерименті досліджувалися реакції розщеплення і поділу ядра ^{239}Pu при енергії 660 MeV. Метою експерименту було визначення короткоживучих радіонуклідів, які утворюються в мішені в результаті вищезгаданих реакцій. Зразок опромінювали прямим пучком протонів, для аналізу використовували γ -спектрометрію і пряму кінематику. Метод прямої кінематики використовувався для точного визначення ефективних перерізів ядерних реакцій при високих енергіях. Залишкові продукти, що утворюються в мішені, визначали за допомогою γ -спектроскопії та мас-спектрометрії.

Аналіз та обробка γ -спектрів проводилась за допомогою декількох програм: програма DEIMOS32 - обробка спектрів, Efektfit.exe - розрахунок ефективності, EfektFit.exe для підбору коефіцієнтів ефективності, код AD4HEL - для розрахунку швидкості реакції та періоду напіврозпаду залишкових нуклідів.

Розраховано сумарний переріз експериментально ідентифікованих радіонуклідів. Крім того, експериментальні результати повного перерізу порівнювалися з теоретичними даними з кодів MCNP v.6.1 і FLUKA.

З великої кількості представлених продуктів розпаду, мультифрагментації, випаровування, поділу та інших непружних реакцій плутонію, а саме для ^{99}Mo , ^{97}Nb , $^{91\text{m}}\text{Y}$, ^{82}Br , ^{48}Sc , ^{134}I , ^{123}Xe , $^{131\text{m}}\text{Te}$, ^{121}Te , ^{117}Cd , $^{69\text{m}}\text{Zn}$, ^{137}Nb , $^{135\text{m}}\text{Cs}$, ^{133}I , ^{132}Te , ^{130}I , ^{128}Sb , ^{124}I , ^{138}Cs , ^{105}Ru та інші [11], були визначені кількісні дані. Всього було визначено близько 66 сумарних перерізів для залишкових нуклідів, які були виміряні у всіх положеннях. З рис.5 і рис.6 чітко виділяються два основні режими реакції, такі як поділ і розщеплення.

Як і очікувалося, в результатах переважають радіонукліди з коротким періодом напіврозпаду. В опроміненій мішені плутонію ($^{239}\text{PuO}_2$) було виявлено 130 γ -ліній, які належать 66 радіонуклідам. Ідентифіковано радіонукліди з періодом напіврозпаду від 18,3 хвилин до 17,68 днів. Залишкові продукти спостерігаються в області цільової маси плутонію і приблизно на рівні половини цільової маси, з чітким розривом між ними. Цей проміжок коливається від масового числа 150 до 182. Порівняння експериментальних даних з теоретичним моделюванням за допомогою кодів MCNP v.6.1 і FLUKA висвітлює процес накопичення і утворення радіонуклідів відповідно до загальних тенденцій.

Результати досліджень, спрямованих на оптимізацію процесу трансмутації та геологічного зберігання відпрацьованого ядерного палива, можуть мати економічний ефект і бути корисними для наукової спільноти. Зокрема, дуже важливим є мінімальний вплив радіоактивності відпрацьованого ядерного палива на навколишнє середовище та людину. Згідно з підходами, запропонованими в цій дисертації, буде виконано визначення радіаційних властивостей, таких як швидкість реакції, переріз тощо, що дозволить підвищити точність подальших цілей в даній галузі досліджень. В роботі описано умови проведення експерименту та зроблено певні висновки, які можуть бути дуже цінними для потреб тестування моделей реакцій осколкового поділу, поділу та розщеплення, а також вони можуть бути доповненням до ядерної бази даних.

Список використаної літератури

- [1]. World Nuclear Association. Nuclear Power in the World Today. November 2023. Online source. Available from: <https://world-nuclear.org/information-library/current-and-future-generation/nuclear-power-in-the-world-today.aspx>
- [2]. Le. Trinh. Spent Nuclear Fuel Storage and Disposal. STIMSON. June 17, 2020. Online source. Available from: <https://www.stimson.org/2020/spent-nuclear-fuel-storage-and-disposal/>

- [3]. Yu. E. Titarenko; O. V. Shvedov; M. M. Igumnov; S. G. Mashnik; E. I. Karpikhin; V. D. Kazaritsky; V. F. Batyaev; A. B. Koldobsky; V. M. Zhivun. Experimental and computer simulation study of the radionuclides produced in thin ^{209}Bi targets by 130 MeV and 1.5 GeV proton induced reactions. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 414 (1998) 73-99. 13 November 1997. P. 27.
- [4]. W. Moss, and R. Eckhardt. The Human Plutonium Injection Experiments. Los Alamos Science. Number 23. 1995.
- [5]. A Roadmap for developing Accelerator Transmutation of Waster (ATW) Technology, Report to Congress, DOE-RW-0519, October 1999.
- [6]. E. Cabin. Accelerator-controlled subcritical reactor. [Electronic source] - Available from: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/ne/ne7.htm> (in Russian).
- [7]. P. Loch. Calorimetry in High Energy and High Intensity Particle Physics Applications. Department of Physics University of Arizona Tucson, Arizona, USA. December 1, 2017.
- [8]. Krása. Neutron Emission in Spallation Reactions of 0.7 – 2.0 GeV Protons on Thick, Lead Target Surrounded by Uranium Blanket. Dissertation Thesis. Prague, 2008.
- [9]. K. Katovský. Studium sekundárních neutronů a jader vznikajících při reakcích protonů a neutronů v terčích z uranu a plutonia. Disertační práce. České vysoké učení technické v Praze. 2001-2008.
- [10]. Tanchak, K. Katovsky, I. Haysak, J. Adam, R. Holomb. "Research of spallation reaction on plutonium target irradiated by protons with energy of 660 MeV," Scientific Herald of Uzhhorod University, Series "Physics", №2, 2022.
- [11]. Tanchak. Investigation of Pu-239 transmutation for accelerator driven subcritical reactors. Brno, 2024. Available also at: <https://www.vut.cz/studenti/zav-prace/detail/160758>. Doctoral Thesis.

РАДІАЦІЙНО-СТИМУЛЬОВАНЕ ПІДВИЩЕННЯ ТЕНЗОЧУТЛИВОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ n-Si

С.В. Луньов, Д.А. Захарчук, М.В. Хвищун, В.Т. Маслюк

*Луцький національний технічний університет, Луцьк
e-mail: luniovser@ukr.net*

Монокристалічний кремній був і залишається одним із перспективних матеріалів для виготовлення сенсорів тиску, які широко використовуються в авіакосмічній промисловості, кріо-, атомній та ядерній енергетиці, приладобудуванні [1-3]. Використання таких сенсорів в даних галузях при наявності радіаційних полів висуває вимоги щодо розробки технологій їх одержання. Серед відомих методів одержання кремнію та інших напівпровідникових матеріалів є металургійне легування різними домішками (ізовалентними, рідкісноземельних металів, домішками, які створюють глибокі енергетичні рівні) [4]. Однак дана технологія має недоліки, основним з яких є обмеженість розчинності цих домішок, що значно звужує можливість керування електричними параметрами кремнію. Також зростання концентрації легуючої домішки призводить до зменшення ступеня однорідності матеріалу.

Перспективним методом одержання напівпровідникових матеріалів із заданими властивостями є радіаційна модифікація, яка дозволяє створювати в об'ємі досліджуваних монокристалів задану концентрацію радіаційних дефектів і відповідно керувати різними фізичними властивостями цих матеріалів [5-7]. В більшості відомих робіт з даного напрямку вплив даних дефектів на тензоелектричні властивості n-Si буде відчутним при температурах дещо вищих за температуру рідкого азоту, оскільки при кімнатній температурі енергетичні рівні цих дефектів будуть іонізованими. Це значно звужує сферу експлуатації сенсорів тиску, виготовлених на основі монокристалів кремнію, модифікованих радіаційними дефектами. Це пов'язано з тим, що такі матеріали будуть не тензочутливими при кімнатній температурі. Тому метою даної роботи було встановлення оптимальних умов радіаційної обробки монокристалів n-Si за допомогою електронного опромінення, при яких можна одержати підвищення тензочутливості даних матеріалів при кімнатній температурі.

Дослідження тензоопору проводились для одновісно деформованих вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111] монокристалів n-Si. Досліджувані зразки кремнію були леговані домішкою фосфора, концентрацією $N_d = 2,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, та опромінювались при кімнатній температурі потоками електронів від $5 \cdot 10^{16} \text{ ел./см}^2$ до $2 \cdot 10^{17} \text{ ел./см}^2$ з енергією 12 MeV. На рис. 1 та рис.

2 представлені залежності тензоопору для неопромінених та опромінених монокристалів n-Si потоками електронів $5 \cdot 10^{16}$ ел./см², $1 \cdot 10^{17}$ ел./см² та $2 \cdot 10^{17}$ ел./см² в умовах одновісного тиску вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111] при кімнатній температурі.

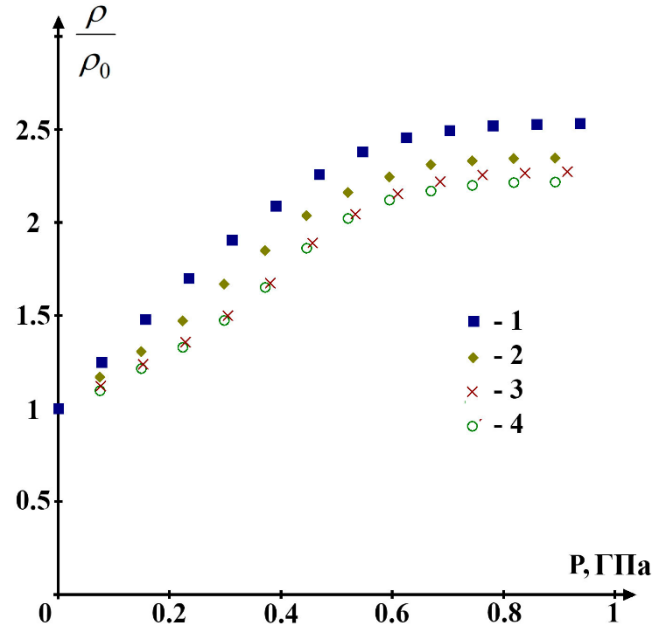


Рисунок 1. Залежності тензоопору при одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1 – $2 \cdot 10^{17}$, 2 – $1 \cdot 10^{17}$ ел./см², 3 – 0, 4 – $5 \cdot 10^{16}$.

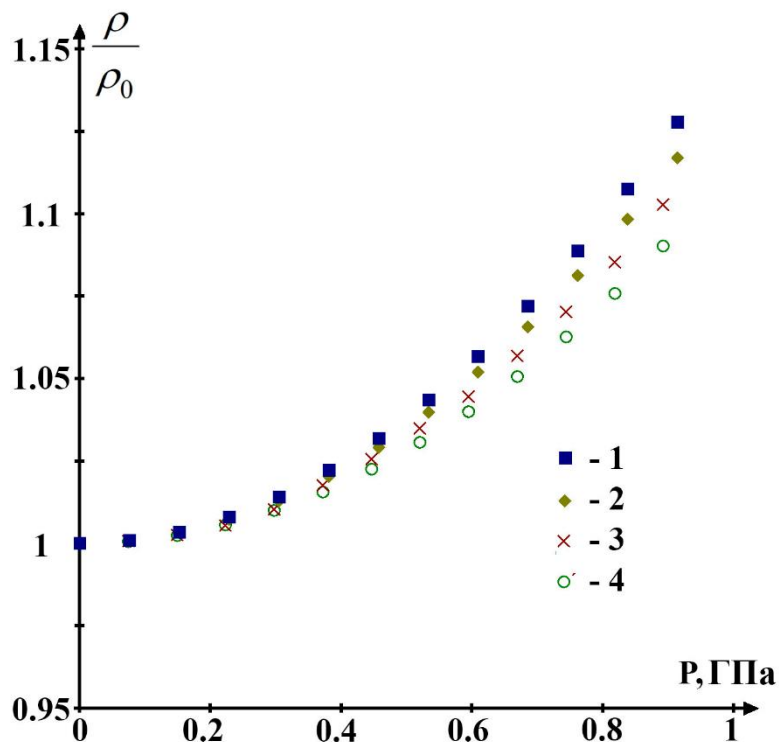


Рисунок 2. Залежності тензоопору при одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [111] для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1 – $2 \cdot 10^{17}$, 2 – $1 \cdot 10^{17}$; 3 – 0, 4 – $5 \cdot 10^{16}$.

Зміна питомого опору при деформації може відбуватись як за рахунок зміни рухливості, так і концентрації електронів. Як відомо [8], зменшення рухливості електронів в неопромінених монокристалах кремнію при одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [100] відбувається за рахунок деформаційного перерозподілу електронів між двома мінімумами зони провідності з меншою рухливістю, які опускаються вниз, та чотирма мінімумами з більшою рухливістю, які піднімаються вгору за шкалою енергій при деформації. Тобто рухливість в даному випадку стає анізотропною. Зменшення рухливості електронів в n-Si при одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [111] пов'язане зі збільшенням ефективної маси електронів при трансформації двохосного ізоенергетичного еліпсоїда обертання в трьохосний та виникненням непараболічності зони провідності кремнію за рахунок зняття виродження зон Δ_1 та Δ_2 в точці X_1 на краю зони Брілюена. В роботі [9] встановлено, що зміни рухливості електронів при одновісному тиску для цих же монокристалів n-Si з радіаційними дефектами пов'язані також з додатковими механізмами розсіяння електронів, які не проявляються для неопромінених монокристалів n-Si. При цьому концентрація електронів при деформації зростає за рахунок зменшення енергії іонізації комплексів VO_i та VO_iP . Ці дві причини визначатимуть тензоопір опромінених монокристалів n-Si при одновісному тиску. Тому для інтерпретації одержаних результатів тензоопору, представлених на рис. 1 та рис. 2, нами проводились також вимірювання тензо-холл-ефекту. На рис. 3 представлені залежності сталої Холла для неопромінених та опромінених монокристалів n-Si потоками електронів $5 \cdot 10^{16}$ ел./см², $1 \cdot 10^{17}$ ел./см² та $2 \cdot 10^{17}$ ел./см² від одновісного тиску вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111] при кімнатній температурі. Величина сталої Холла не залежить від орієнтації одновісного тиску, тому криві 1 та 2, 3 та 4, 5 та 6, 7 та 8 на рис. 3 співпадають при деформації вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111] для однакових потоків електронного опромінення. Як слідує з рис. 3, стала Холла не залежить від одновісного тиску як для неопромінених, так і опромінених зразків кремнію. Це пояснюється тим, що при кімнатній температурі не буде проявлятися при деформації іонізація глибокого рівня $E_v + 0,35\text{eV}$, що належить дефекту C_iO_i . При цьому радіаційні дефекти, що відповідають комплексам VO_i та VO_iP , згідно з даними рис. 1 та одержаними в роботі [16] температурними залежностями концентрації електронів, будуть іонізованими та ніяким чином не впливатимуть на зміни концентрації електронів при деформації. Тому наявність тензоопору для опромінених монокристалів n-Si, як і для неопромінених, буде визначатись лише змінами рухливості електронів при одновісному тискові. Також характерною

особливістю залежностей тензоопору (рис. 1 та рис. 2) є зростання величини тензоопору при збільшенні потоку опромінення. Також для інтерпретації механізмів дефектоутворення в опроміненому n-Si проводились вимірювання інфрачервоної Фур'є-спектроскопії для цих монокристалів. На рис. 4 при кімнатній температурі представлено спектри ІЧ-поглинання для опромінених потоками електронів

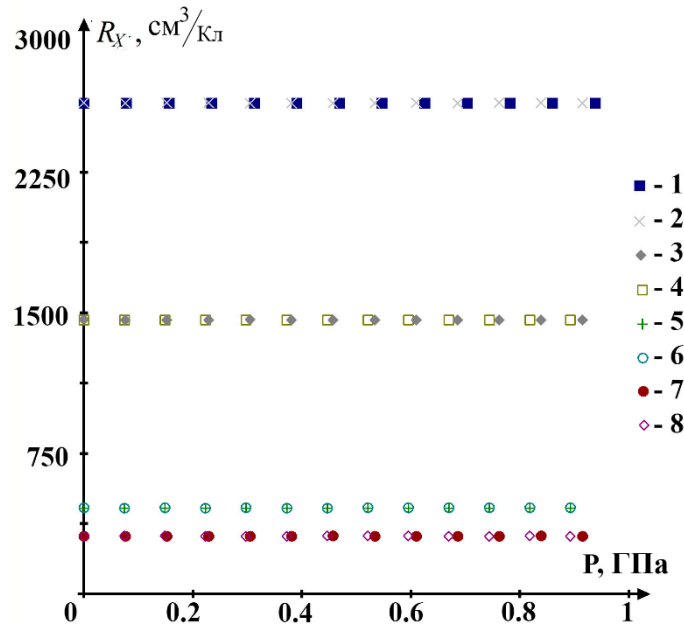


Рисунок 3. Залежності сталої Холла від одновісного тиску вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111] при кімнатній температурі для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1, 2 – $2 \cdot 10^{17}$; 3, 4 – $1 \cdot 10^{17}$; 5, 6 – $5 \cdot 10^{16}$; 7, 8 – 0.

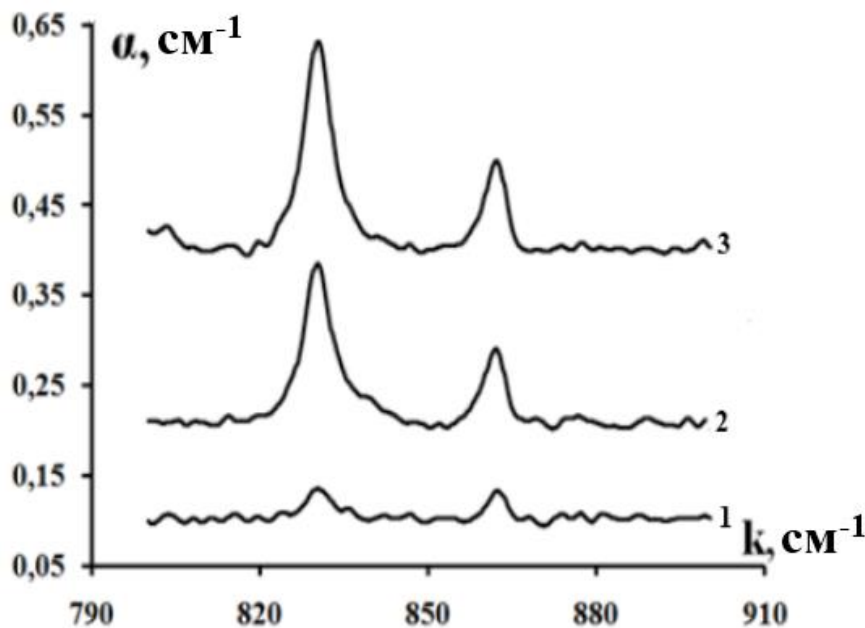


Рисунок 4. Спектри поглинання при кімнатній температурі для монокристалів n-Si, опромінених різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1 – $5 \cdot 10^{16}$; 2 – $1 \cdot 10^{17}$; 3 – $2 \cdot 10^{17}$.

Як слідує з рис. 4, в спектрі поглинання опроміненого кремнію відсутня лінія 885 см^{-1} , що відповідає негативно зарядженому стану А-центра, а залишаються лінії поглинання 836 см^{-1} (відповідає нейтральному стану А-центра) та 865 см^{-1} . Дані дефекти є основними та визначають електричні та тензоелектричні властивості даних монокристалів. Дослідження ефекту Холла дозволили дещо уточнити природу утворених ефектів. Зокрема, було встановлено, що крім А-центрів в опроміненому електронами кремнії будуть утворюватись комплекси VO_iP (А-центр, який додатково модифікований домішкою фосфору). Даний комплекс має дещо меншу енергію іонізації. Проведений аналіз температурних залежностей концентрації електронів та спектрів ІЧ-поглинання для опромінених різними потоками електронів монокристалів кремнію показав, що при кімнатній температурі радіаційні дефекти, які належать А-центрам та комплексам VO_iP , будуть іонізованими, а глибокий рівень $E_v+0,35\text{ еВ}$, що належить дефекту C_iO_i буде повністю заповнений електронами. Тому електрично активними при кімнатній температурі будуть лише радіаційні дефекти, що належать комплексу C_iO_i . Збільшення площі під кривими, що відповідають даним лініям поглинання, вказує на те, що зі збільшенням потоку електронного опромінення зростає концентрація розглядуваних дефектів. Дане твердження підтверджується також проведеними кількісними розрахунками. Енергія активації радіаційних дефектів для опроміненого кремнію потоком електронів $\Phi=1\cdot 10^{17}\text{ ел./см}^2$, визначена на основі температурних залежностей концентрації електронів (рис. 5, крива 3), виявилась рівною $E_A = E_c - (0,107 \pm 0,005)\text{ еВ}$, що відповідає А-центру, який додатково модифікований домішкою фосфору (комплекс VO_iP).

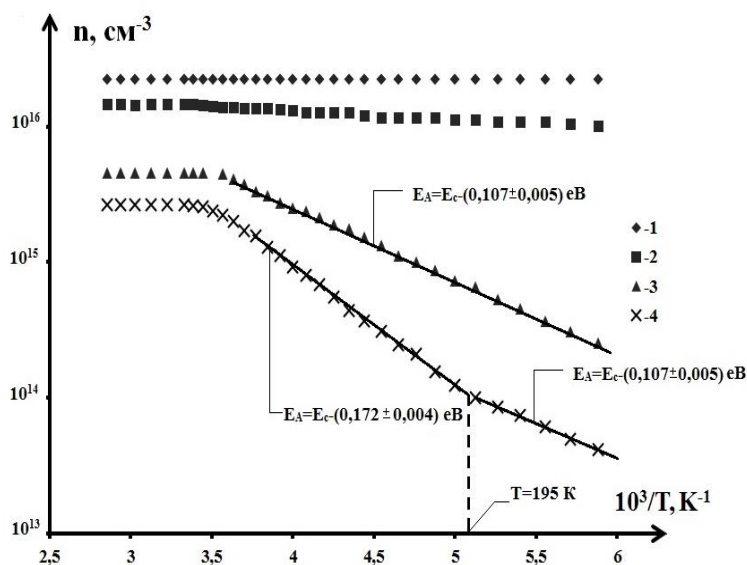


Рисунок 5. Температурні залежності концентрації електронів для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів Φ , ел./см²: 1 – 0, 2 – $5\cdot 10^{16}$, 3 – $1\cdot 10^{17}$, 4 – $2\cdot 10^{17}$.

Для кремнію, опроміненого потоком електронів $\Phi=2\cdot10^{17}$ ел./см², характерною є зміна нахилу температурної залежності концентрації при температурі $T\approx195$ К (див. рис. 2, крива 4). При температурах $T<195$ К енергія активації утворених радіаційних дефектів в кремнії, як і для випадку опромінення потоком $\Phi=1\cdot10^{17}$ ел./см², відповідає комплексу VO_iP , а для температур $T>195$ К – комплексу VO_i . При температурах $T>290$ К радіаційні дефекти, які належать А-центрам, будуть повністю іонізованими, оскільки концентрація електронів виходить на насичення (рис. 5, криві 2-4), а в спектрі поглинання зникає лінія 885 см^{-1} (рис. 1, крива 4), що відповідає негативно зарядженому стану А-центра. Глибокий рівень $E_v + 0,35\text{eV}$ в даному випадку буде повністю заповнений електронами і для всього досліджуваного діапазону температур не буде проявлятися його іонізація. Також зі збільшенням потоку електронного опромінення зростатиме концентрація радіаційних дефектів, які відповідають комплексам C_iO_i . Це пояснює зменшення концентрації електронів в зоні провідності опромінених монокристалів кремнію по відношенню до неопромінених зразків зі збільшенням потоку електронного опромінення при температурах вищих за кімнатну.

На основі статистики невиродженого електронного газу в напівпровідниках проводились розрахунки концентрації утворених радіаційних дефектів, що відповідають даним комплексам. Нехай у кремнії з концентрацією донорної домішки N_d утворюються L_i типів різних радіаційні дефекти з концентраціями N_i . Тоді при температурі абсолютного нуля будуть заповнені всі рівні дефектів і частина донорних рівнів. При температурах нижчих за кімнатну мілкі донори фосфору будуть повністю іонізовані, а енергетичні рівні, що відповідають комплексам VO_i та VO_i , - частково. Лише для глибокого рівня $E_v + 0,35\text{eV}$, що належить комплексу C_iO_i , не буде проявлятися його іонізація для всього досліджуваного діапазону температур. Тому для розглядуваного випадку можна записати наступне рівняння електронейтральності:

$$n_1 + n_2 + n = N_d - N_1, \quad (1)$$

де n_1 , n_2 – концентрації електронів на енергетичних рівнях, що відповідають комплексам VO_iP , VO_i відповідно; n – концентрація електронів у зоні провідності, N_1 - концентрація комплексів VO_iP .

Враховуючи вирази для відповідних концентрацій:

$$n_1 = \frac{N_1}{2e^{\frac{E_1-E_F}{kT}} + 1}, \quad n_2 = \frac{N_2}{2e^{\frac{E_2-E_F}{kT}} + 1}, \quad n = N_c e^{\frac{E_F}{kT}}, \quad (2)$$

рівняння (1) можна записати в наступному вигляді:

$$\frac{N_1}{1 + \frac{2N_c}{n} e^{\frac{E_1}{kT}}} + \frac{N_2}{1 + \frac{2N_c}{n} e^{\frac{E_2}{kT}}} + n = N_d - N_1, \quad (3)$$

де $N_c = \frac{(2m_n kT)^{3/2}}{4\pi^3 \hbar^3}$ – ефективна густина станів зони провідності; $E_1 = E_c - 0,107$ eV та $E_2 = E_c - 0,172$ eV – енергії активації комплексів VO_iP та VO_i відповідно; N_2 – концентрація комплексів VO_i ; E_F – енергія Фермі.

Оскільки в кремнії ізоенергетичні поверхні є еліпсоїдами обертання, то ефективна маса густини станів:

$$m_n = Z^{\frac{2}{3}} \left(m_{\parallel} m_{\perp}^2 \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (4)$$

де Z – число еквівалентних еліпсоїдів (мінімумів), $m_{\parallel}$ та $m_{\perp}$ – складові тензора ефективної маси електрона вздовж та поперек довгої осі еліпсоїда. Для кремнію в недеформованому стані $Z = 6$, $m_{\parallel} = 0,9163m_0$, $m_{\perp} = 0,1905m_0$, m_0 – маса вільного електрона. Тоді, згідно з (4), $m_n = 1,062m_0$.

Для обчислення концентрації радіаційних дефектів, що належать комплексам VO_i та VO_iP , запишемо рівняння (3) для двох різних значень концентрації електронів при температурах T_1 та T_2 відповідно. Отримаємо наступну систему рівнянь електронейтральності:

$$\begin{cases} \frac{N_1}{1 + \frac{2N_c(T_1)}{n(T_1)} e^{\frac{E_1}{kT_1}}} + \frac{N_2}{1 + \frac{2N_c(T_1)}{n(T_1)} e^{\frac{E_2}{kT_1}}} + n(T_1) = N_d - N_1, \\ \frac{N_1}{1 + \frac{2N_c(T_2)}{n(T_2)} e^{\frac{E_1}{kT_1}}} + \frac{N_2}{1 + \frac{2N_c(T_2)}{n(T_2)} e^{\frac{E_2}{kT_1}}} + n(T_2) = N_d - N_1. \end{cases} \quad (5)$$

Враховуючи значення ефективної маси густини станів для електронів зони провідності, концентрацію легуючої домішки фосфору та експериментальні значення концентрацій електронів $n(T_1)$ та $n(T_2)$ для заданого потоку електронного опромінення (рис. 5, криві 2-4), можна знайти концентрацію радіаційних дефектів, які відповідають комплексам VO_i та VO_iP . Як було зазначено вище, при температурах $T > 290$ К енергетичні рівні $E_1 = E_c - 0,107$ eV та $E_2 = E_c - 0,172$ eV будуть повністю іонізованими. Тоді для даного випадку рівняння електронейтральності матиме вигляд:

$$N_3 + n = N_d - N_1, \quad (6)$$

де N_3 - концентрація радіаційних дефектів, що належать комплексам C_iO_i .

У результаті проведених розрахунків були отримані наступні значення концентрації утворених радіаційних дефектів N_1 , N_2 та N_3 для опромінених монокристалів n-Si різними потоками електронів (див. таблицю 1).

Таблиця 1

Концентрація радіаційних дефектів в монокристалах n-Si <P>, опромінених різними потоками електронів з енергією 12 MeV

Потік електронного опромінення Φ , ел./см ²	Концентрація радіаційних дефектів N_i , см ⁻³		
	N_1	N_2	N_3
$5 \cdot 10^{16}$	$3,7 \cdot 10^{15}$	$4,4 \cdot 10^{13}$	$3,8 \cdot 10^{15}$
$1 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{16}$	$2,5 \cdot 10^{14}$	$7,4 \cdot 10^{15}$
$2 \cdot 10^{17}$	$1,04 \cdot 10^{16}$	$1,8 \cdot 10^{15}$	$9 \cdot 10^{15}$

Як видно з таблиці 1, при збільшенні потоку електронного опромінення зростає концентрація радіаційних дефектів всіх трьох типів. Найбільша концентрація відповідає комплексам VO_iP і при збільшенні потоку від $1 \cdot 10^{17}$ до $2 \cdot 10^{17}$ ел./см² практично не змінюється, оскільки існує обмеження за концентрацією легуючої домішки фосфору, яка входить до складу даних комплексів. Концентрація ж комплексів VO_i при збільшенні потоку електронів монотонно зростає, що пояснюється активною генерацією вакансій, які вступають в квазіхімічні реакції з міжвузловими атомами кисню, в результаті чого утворюються комплекси VO_i . Тому при кімнатній температурі не буде проявлятися при деформації іонізація глибокого $E_V + 0,35$ еВ та наявність тензоопору для опромінених монокристалів n-Si, як і для неопромінених, буде визначатись лише змінами рухливості електронів при одновісному тискові. Також характерною особливістю одержаних залежностей тензоопору є зростання величини тензоопору при збільшенні потоку опромінення. Таке зростання для випадку одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] пояснюється деформаційно індукованою анізотропією розсіяння електронів на утворених радіаційних дефектах. Зростання величини тензоопору одночасно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [111] монокристалів n-Si при збільшенні потоку електронного опромінення пов'язане зі змінами радіуса екранування за рахунок зростання ефективної маси електронів та відповідно умов їх розсіяння на радіаційних дефектах при деформації.

Для кількісного пояснення особливості тензоопору опроміненого електронами n-Si проводилась оцінка відносного зменшення холівської рухливості для недеформованих та одновісно деформованих монокристалів n-Si. Відносне зменшення холівської рухливості зі збільшенням величини потоку електронного опромінення можна представити так:

$$\alpha = \frac{\mu_h(0) - \mu_h(\Phi)}{\mu_h(0)} \cdot 100\%, \quad (7)$$

де $\mu_h(0)$ – холівська рухливість для неопромінених монокристалів кремнію; $\mu_h(\Phi)$ – холівська рухливість для опромінених монокристалів кремнію потоком Φ . В таблиці 2 представлено обчислені значення відносного зменшення холівської рухливості для недеформованих та одновісно деформованих монокристалів n-Si при зростанні потоку електронного опромінення (значення одновісних тисків для пружно деформованих монокристалів n-Si, при яких проводились оцінки, наведені в дужках).

Таблиця 2.

Вплив електронного опромінення на відносне зменшення холівської рухливості недеформованих та одновісно деформованих монокристалів n-Si.

Потік електронного опромінення Φ , ел./ см ²	Відносне зменшення холівської рухливості α , %		
	Недеформовані монокристали кремнію	Одновісно деформовані монокристали кремнію вздовж кристалографічного напрямку [100]	Одновісно деформовані монокристали кремнію вздовж кристалографічного напрямку [111]
$5 \cdot 10^{16}$	2,7	0,5 (0,89 ГПа)	1,3 (0,89 ГПа)
$1 \cdot 10^{17}$	5,4	8 (0,82 ГПа)	6 (0,84 ГПа)
$2 \cdot 10^{17}$	7	16,6 (0,86 ГПа)	8,4 (0,84 ГПа)

Оскільки тензоопір для неопромінених та опромінених монокристалів n-Si, як було встановлено вище на основі аналізу залежностей сталої Холла, буде визначатись змінами рухливості електронів, тоді:

$$\frac{\rho(P)}{\rho(0)} = \frac{\mu(0)}{\mu(P)}. \quad (8)$$

Як слідує з табл. 2, відносне зменшення рухливості електронів для недеформованих монокристалів n-Si, опромінених потоком електронів $5 \cdot 10^{16}$ ел./см², є більшим, ніж для одновісно деформованих. Це пояснює, згідно з

(8), зменшення величини тензоопору $\frac{\rho(P)}{\rho(0)}$ при опроміненні для даних

монокристалів відносно неопромінених монокристалів кремнію. Для опромінених монокристалів n-Si потоками електронів $1 \cdot 10^{17}$ ел./см² та $2 \cdot 10^{17}$ ел./см² ситуація, згідно з даними табл. 1, змінюється на протилежну. При цьому відносне зменшення рухливості електронів та відповідно величина тензоопору для одновісно деформованих монокристалів n-Si зростає зі збільшенням потоку електронного опромінення. Такі особливості залежностей рухливості електронів від потоку електронного опромінення для недеформованих та одновісно деформованих монокристалів n-Si вздовж кристалографічного напрямку [100] можна пояснити впливом фактору анізотропії рухливості, яка виникає в кремнії при такій орієнтації деформації.

Проведені дослідження тензо-холл-ефекту та інфрачервоної Фур'є-спектроскопії дозволили встановити механізми виникнення тензорезистивного ефекту при одновісних тисках вздовж кристалографічних напрямків [100] та [111] для опромінених електронами монокристалів n-Si при кімнатній температурі. Залежності питомого опору досліджуваних монокристалів n-Si від одновісного тиску визначаються лише зміною рухливості електронів. При цьому концентрація електронів не залежить від одновісного тиску, оскільки глибокі рівні радіаційних дефектів, що належать комплексам VO_i VO_iP , будуть повністю іонізованими, а іонізація глибокого рівня $E_v + 0,35\text{eV}$, що належить дефекту C_iO_i , під дією одновісного тиску не буде проявлятися при кімнатній температурі. Залежність величини тензоопору від потоку електронного опромінення при одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] пояснюється деформаційно індукованою анізотропією розсіяння електронів на утворених радіаційних дефектах.

Використання технологій легування донорними або акцепторними домішками не дозволяє підвищити тензочутливість кремнію при кімнатній температурі. У нашому випадку таке зростання тензочутливості n-Si можна досягнути лише збільшенням потоку електронного опромінення, що є перевагою. Вперше одержане радіаційно-стимульоване при кімнатній температурі зростання тензочутливості монокристалів n-Si може бути використане для конструювання на основі таких монокристалів n-Si сенсорів високого одновісного тиску з більшим значенням коефіцієнта тензочутливості відносно наявних аналогів. Такі сенсори матимуть підвищену радіаційну стійкість та широку сферу експлуатації.

Список використаних джерел

- [1] I. Maryamova, A. Druzhinin, E. Lavitska, I. Gortynska, and Y. Yatzuk, *Sensors and Actuators A: Physical* 85, 153 (2000).

- [2] A. Druzhinin, I. Ostrovskii, Y. Khoverko, and R. Koretskii, *Materials Science in Semiconductor Processing* 40, 766 (2015).
- [3] T. Toriyama, Y. Tanimoto, and S. Sugiyama, *Journal of microelectromechanical systems* 11, 605 (2002).
- [4] A. Vlasov, S. Milesin, T. Tsivinskaya, and V. Shakhnov, *Problems of Perspective Micro- and Nanoelectronic Systems Development* 4, 190 (2018).
- [5] Y. Sun, A. G. Chmielewski, *Applications of Ionizing Radiation in Materials Processing: Vol. 1*. Warszawa: Institute of Nuclear Chemistry and Technology, 244 (2017).
- [6] L. Quanfeng, Y. Huiyong, D. Taibin, W. Peiqing, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* 174, 194 (2001).
- [7] P.G. Fuochia, U. Cordaa, E. Gombiab, M. Lavallea, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, 564, 521 (2006).
- [8] P. I. Baranskii, A. E. Belyaev, G. P. Gaidar, *Kinetic Effects in Multi-Valley Semiconductors*, Naukova Dumka, Kyiv, 448 (2019).
- [9] S.V. Luniov, V.V. Lyshuk, V.T. Maslyuk, O.V. Burban, *Latvian Journal of Physics and Technical Sciences*, 56(5), 45 (2019).

ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ДЕФОРМАЦІЇ ЯДЕР З ДАНИХ ПО ФОТОПОГЛИНАННЮ

О. М. Горбаченко, В. А. Плюйко, В. М. Петренко, Р. С. Феськов

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ.
e-mail: gorbachenko@knu.ua

Вступ

Електромагнітні переходи відіграють значну роль в ядерних процесах оскільки вони супроводжують будь-яку ядерну реакцію, а властивості ядра можна оцінити досліджуючи електромагнітні переходи. Усереднені ймовірності фотопоглинання та гамма-розпаду описуються за допомогою фотонних силових функцій (ФСФ)[1-6], які використовуються як для фундаментальних досліджень атомних ядер так і в її різноманітних прикладних. Електричні дипольні (E1) переходи домінують над переходами іншого типу і мультипольностей, коли вони відбуваються одночасно [1–3]. Основним колективним станом, який визначає E1 фотопоглинання і гамма-розпад атомних ядер при енергіях збудження ≤ 50 MeV є гігантський ізовекторний дипольний резонанс (ГДР). Це дає змогу отримати інформацію про характеристики ГДР, а саме, енергію резонансу, ширину та внесок ГДР до енергетично зваженого правила суми (EWSR), а також характеристики структури ядра, що їх визначає, з досліджень електромагнітних процесів фотопоглинання і гамма-розпаду. Таблиці значень параметрів ГДР з оцінками їх невизначеності (стандартне відхилення на одну сигму) в наближення аксіальної деформації ядер були отримані в роботі [7], яка була виконана в рамках проекту MAГATE Updating the Photonuclear Data Library and generating a Reference Database for Photon Strength Functions 2016-2019(<https://www-nds.iaea.org/CRP-photonuclear/>).

В даній роботі користуючись цими таблицями були визначені параметри квадрупольної деформації атомних ядер, Результати порівнюються з даними з різних бібліотек. Проаналізовані отримані розбіжності в значеннях параметрів деформацій.

1. Фотонні силові функції та визначення параметрів гігантських дипольних резонансів з даних по фотопоглинанню.

Експериментальні значення параметрів ГДР в холодних атомних ядрах найбільш достовірно визначаються з даних по фотопоглинанню. Компіляція параметрів кривих Лоренца, пов'язаних із повним фотонейтронним перерізом

для середніх і важких ядер ($A > 50$) були підготовлені Дітріхом і Берманом [6]. В останній нашій роботі [7] були отримані параметри ГДР з аналізу наявних експериментальних даних по фотопоглинанню з бази даних EXFOR.

Повний переріз фотопоглинання визначався як :

$$\sigma_{abs}(\varepsilon_\gamma) = \sigma_{E1,GDR}(\varepsilon_\gamma) + \sigma_{qd}(\varepsilon_\gamma), \quad (1)$$

де $\sigma_{E1,GDR}$ -компонента перерізу фото поглинання пов'язана зі збудженням ГДР, $\sigma_{qd}(\varepsilon_\gamma)$ - квазі-дейтронний внесок до перерізу фото поглинання який брався у відповідності з [8]. Компонента перерізу фотопоглинання, що пов'язана зі збудженням стану ГДР $\sigma_{E1,GDR}$ розраховується із використанням різних аналітичних моделей Е1 ФСФ фотозбудження $\vec{f}_{E1}^\alpha(\varepsilon_\gamma)$, де індексом α позначено модель ФСФ [1-5] ($\alpha = \text{SLO, SMLO}$):

$$\sigma_{E1}^\alpha(\varepsilon_\gamma) = \sigma_{E1,GDR}^\alpha(\varepsilon_\gamma) = 3(\pi\hbar c)^2 \varepsilon_\gamma \vec{f}_{E1}^\alpha(\varepsilon_\gamma) \quad (2)$$

ФСФ визначається через спектральну функцію $\Phi(\varepsilon_\gamma, T)$, загальний вираз для якої для Е1 переходів у сферичних ядрах відповідає формулі:

$$\begin{aligned} \vec{f}_{E1}^\alpha(\varepsilon_\gamma) &= \Phi^\alpha(\varepsilon_\gamma, T) = \frac{1}{3 \cdot (\pi\hbar c)^2} \sum_{j=1}^{j_m} \sigma_{TRK} S_j^\alpha \frac{\vec{F}_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T)}{\varepsilon_\gamma} = \\ &= 8.674 \cdot 10^{-8} \sum_{j=1}^{j_m} \sigma_{TRK} [mb \cdot MeV] S_j^\alpha \frac{\vec{F}_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T) [MeV^{-1}]}{\varepsilon_\gamma [MeV]} (MeV^{-3}) \end{aligned} \quad (3)$$

Тут індексом j позначено кількість нормальних мод коливань. Кількість мод коливань відповідає статичній деформації ядра і дорівнює $j_m = 1$ для сферичного ядра, $j_m = 2$ для аксіально-симетричного та $j_m = 3$ для ядра з формою тривісного еліпсоїда. Якщо ядро характеризується статичною квадрупольною деформацією, то одна мода коливань відповідатиме коливанням вздовж осі симетрії, а інша вздовж осі, перпендикулярної до осі симетрії. Фактор S_j^α є ваговим множником (внеском) j -ої моди коливання; σ_{TRK} є значенням правила сум Томаса-Райха-Куна (ТРК): $\sigma_{TRK} = 60NZ / A = 15A(1 - I^2) (mb \cdot MeV)$. Вираз для $I = (N - Z)/A$ визначає фактор нейтрон-протонної асиметрії. Вага (сила) j -тої моди визначає переріз $\sigma_{r,j}^\alpha \cdot \Gamma_{r,j}^\alpha = (2/\pi) \sigma_{TRK} \cdot S_j^\alpha$ моди j при значенні резонансної енергії $E_{r,j}^\alpha$.

Більшість моделей для опису ФСФ фотопоглинання використовують для функції $\vec{F}_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T)$ форму ліній Лоренца [9-12]:

$$\vec{F}_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T) = L^\alpha(\varepsilon_\gamma, T) \cdot \frac{2}{\pi} \frac{\varepsilon_\gamma^2 \Gamma_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T)}{(\varepsilon_\gamma^2 - (E_{r,j}^\alpha)^2)^2 + (\Gamma_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T) \cdot \varepsilon_\gamma)^2} \quad (4)$$

Для моделі стандартного Лоренціану SLO, оснований на гіпотезі Брінка [13], ширина Γ_j^{SLO} – енергонезалежна константа, яка дорівнює ширині ГДР для j -моди: $\Gamma_j^{SLO} = \Gamma_{r,j}$ і енергія $E_{r,j}^{SLO}$ дорівнює ГДР енергії: $E_{r,j}^{SLO} = E_{r,j}$. Для моделі спрощеного модифікованого Лоренціану SMLO ширина є лінійною функцією енергії гамма кванта: $\Gamma_j^{SMLO}(\varepsilon_\gamma) = \varepsilon_\gamma \cdot \Gamma_{r,j}^{SMLO} / E_{r,j}^{SMLO}$.

Параметри ГДР розраховувались в [7] згідно з рецептом посилення [14] шляхом підгонки лоренц-подібних кривих до перерізів фотоядерних даних методом найменших квадратів. В якості експериментальних даних були взяті повні перерізи фотопоглинання, отримані з бази даних EXFOR або комбінації експериментального часткового повного перерізу, що найкраще підходять для апроксимації повного перерізу фотопоглинання. Параметри наведені для 144 ізотопів від ${}^6\text{Li}$ до ${}^{239}\text{Pu}$ атомних ядер і для 19 елементів з природнім ізотопним складом (загалом 475 вибірок даних із EXFOR). Експериментальні дані перерізів фотопоглинання можна скачати за посиланням <https://www-nds.iaea.org/PSFdatabase/>.

Для характеристик ГДР у SLO, SMLO моделях (енергії, ширини та сили резонансів) з останньої бази даних [7] були отримані систематики для ГДР параметрів, що наведені в роботі [15]. А саме для середньої резонансної енергії $\overline{E_r}$ [15]:

$$\overline{E_r} = e_1 A^{-1/3} \cdot \sqrt{4NZ / (A^2 (1 + e_2 A^{-1/3}))}, \quad (\text{MeV}) \quad (5)$$

де коефіцієнти e_1 і e_2 відповідно дорівнюють: для моделі SLO - $e_1 = 130.0(9)$ і $e_2 = 9.0(2)$; для моделі SMLO - $e_1 = 128.0(9)$ і $e_2 = 8.5(2)$.

Для систематики ширини резонансу був взятий степеневий вираз:

$$\Gamma_{r,j}^\alpha = \Gamma_{r,j,\text{sys}}^\alpha = c(\alpha) \cdot (E_{r,j})^{d(\alpha)} \quad (\text{MeV}) \quad (6)$$

з відповідними результатами: $c(\text{SLO}) = 0.32 \pm 0.03$, $d(\text{SLO}) = 0.98 \pm 0.03$ і $c(\text{SMLO}) = 0.42 \pm 0.05$, $d(\text{SMLO}) = 0.90 \pm 0.04$.

В роботі [15], систематики енергій $E_{r,j}^\alpha$ були отримані шляхом підгонки методом найменших квадратів рекомендованих експериментальних параметрів ГДР у сферичних ядрах і в деформованих ядрах із діапазонів масових чисел $150 < A < 190$ і $220 < A < 253$, де їх можна вважати аксіально деформованими. Дані систематики базувалася на одночасній підгонці як резонансної енергії в сферичних ядрах, так і середньої резонансної енергії в аксіально деформованих ядрах, визначеної як: $E_r^\alpha = (S_1^\alpha \cdot E_{r,1}^\alpha + S_2^\alpha \cdot E_{r,2}^\alpha) / S^\alpha$, $S^\alpha = S_1^\alpha + S_2^\alpha$, де $E_{r,1}^\alpha$ ($E_{r,2}^\alpha$) та S_1^α (S_2^α) – відповідно енергії та ваги (сили) резонансів. В якості систематики

суми вагових коефіцієнтів S^α для моделей SLO та SMLO було показано в [15], що можна використовувати $S^\alpha=1.2$.

2. Визначення параметрів деформація ядер по параметрам ГДР.

Для обчислення ФСФ в деформованих ядрах необхідно знати параметри деформації ядер. В даній роботі використовується наближення аксіально-деформованих ядер. Деформацією ядра вважають відхилення форми поверхні цього ядра від сферично-симетричної. Ці відхилення описують за допомогою розкладу $R(\theta, \varphi)$ за сферичними гармоніками $Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)$, припускаючи, що вони залежать від кутових параметрів:

$$R(\theta, \varphi) = R'_0 [1 + \sum_{\lambda=\lambda_0}^{\lambda_m} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \beta_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)] \quad (7)$$

де, θ, φ – полярний та азимутальний кути; R'_0 – середній радіус ядра; $\beta_{\lambda\mu}$ – параметри деформації. Сферичні гармоніки утворюють повну систему функцій, тому за допомогою (4) ми зможемо описати будь-яку гладку поверхню з будь-якою складною формою. При $\beta_{\lambda\mu}=0$ і $\mu \neq 0$ наш радіус не буде залежати від азимутального кута, тому його будуть подавати у вигляді поліному Лежандра $P_\lambda(\cos \theta)$:

$$R(\theta) = R'_0 [1 + \sum_{\lambda=\lambda_0}^{\lambda_m} \alpha_\lambda P_\lambda(\cos \theta)], \quad \lambda_m \gg 1 \quad (8)$$

Оскільки $Y_{\lambda 0}(\theta, \varphi) = P_\lambda(\cos \theta) \sqrt{(2\lambda+1)/4\pi}$, тоді наші параметри деформації будуть залежати як: $\alpha_\lambda = \beta_{\lambda 0} \sqrt{(2\lambda+1)/4\pi}$. Деформацію, яка відповідає $\lambda=0$ називають монопольною, $\lambda=1$ – дипольною, $\lambda=2$ – квадрупольною, $\lambda=3$ – октупольною і так далі.

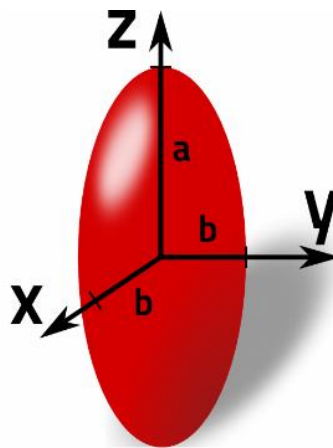


Рисунок 1. Схематичний вигляд деформованого аксіально-симетричного ядра.

В аксіально-симетричних деформованих ядрах, які мають форму еліпсоїда обертання (рис.1), існує дві групи гігантських збуджень ізовекторного типу: перша мода відповідає коливанням вздовж осі симетрії еліпсоїда (вісь z на рис. 1), а друга відповідає двом виродженим коливанням у площині перпендикулярній до осі симетрії (вісі x, y на рис. 1)). В наближенні однакової ймовірності обох мод виконуються наступні співвідношення:

$$S_2 = 2S_1 (\beta < 0) \quad S_1 = 2S_2 (\beta_2 < 0) \quad (9)$$

Відповідно енергії ізовекторних ГДР в таких ядрах можна подати, як [16]:

$$E_b = \frac{E_r}{b} [1 - 1.51 \cdot 10^{-2} (a^2 - b^2)], \quad E_a = \frac{E_b}{[0.911 \frac{a}{b} + 0.089]}, \quad (10)$$

де величини $a = R(\theta = 0)/R'_0$ і $b = R(\theta = \pi/2)/R'_0$ – відносні півосі вздовж осі обертання і у перпендикулярному напрямку (рис.1). Тут $R(\theta) = R'_0(1 + \alpha_2 P_2(\cos \theta))$ – радіус ядра із формою еліпсоїда обертання. Відповідно відношення відносних півосей $a/b = (1 + a_2)/(1 - a_2/2)$. Параметри деформацій β знаходились з характеристик ГДР у відповідності до формули Даноса [16] згідно ф.(10) отримуємо:

$$\beta = \sqrt{4\pi/5} (1 - E_a/E_b) / (0.867 \cdot E_a/E_b + 1/2), \quad (11)$$

де E_a і E_b енергії мод ГДР резонансів вздовж та поперек відносних півосей еліпсоїда обертання відповідно. Положення E_a, E_b визначались по енергіям ГДР першого та другого резонансів $E_{r,1}, E_{r,2}$ [7] у відповідності з їхніми силами S_1, S_2 : якщо $S_1 < S_2$ тоді $E_a = E_{r,1}, E_b = E_{r,2}$ - ядро витягнуте ($\beta > 0$), якщо $S_1 > S_2$ тоді $E_b = E_{r,1}, E_a = E_{r,2}$ - ядро сплюснуте ($\beta < 0$). Також були знайдені похибки параметра деформації по невизначеностям енергій ГДР шляхом методу перенесення похибок як:

$$\Delta\beta = \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \cdot \sqrt{\left(\frac{3/(2E_b)}{(0.867 E_a/E_b + 1/2)^2} \right)^2 \cdot \Delta E_a^2 + \left(\frac{3E_a/(2E_b^2)}{(0.867 E_a/E_b + 1/2)^2} \right)^2 \cdot \Delta E_b^2} \quad (12)$$

Значення енергій ГДР $E_{r,j}$ та їх невизначеності $\Delta E_{r,j}$ брались із [7].

3. Порівняння параметрів деформацій з різними бібліотеками та висновки.

Отримані параметри квадрупольної деформації ядер β були обчислені з параметрів гігантських дипольних резонансів (ГДР) [7]. Дані параметри ГДР

були знайдені з підгонки експериментальних даних по фотопоглинанню для різних ядер з використанням моделей ФСФ стандартного SLO і модифікованого SMLO[7,15,17] лоренціанів в наближенні аксіально-деформованих ядер [2-7]. Параметри ГДР були приведені в [7] для 144 ізотопів від Li-6 до Pu-239 та 19 елементів природного ізотопного складу (загалом 475 вибірок даних із EXFOR). Для цих же ГДР параметрів визначених для певних вибірок даних визначались деформації β . Отримані значення параметрів ефективної квадрупольної деформації β разом з похибками визначеними по похибкам параметрів $E_{r,1(2)}$ порівнювались із значеннями параметрів із різних бібліотек [18-20] та файлом "deflib.dat" із розділу GAMMA [2, 3].

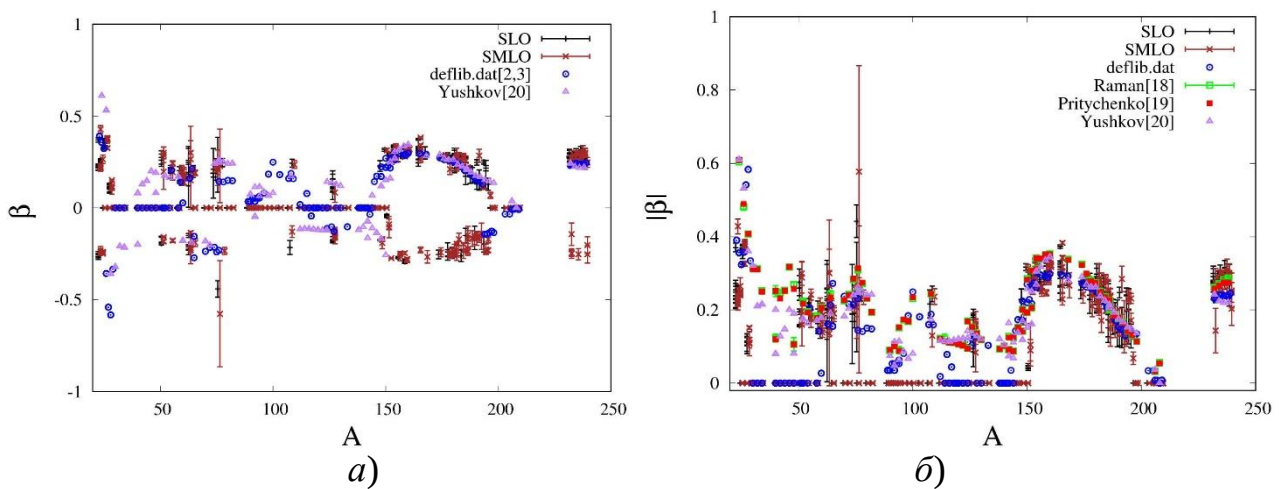


Рисунок 2. Порівняння значень (рис. а)) та абсолютних значень (рис. б)) ефективних параметрів деформації β для ядер з баз даних [18-20], "deflib.dat"[2,3] і визначеними по ГДР параметрам SLO та SMLO моделей. Моделі SLO та SMLO рознесені по A, щоб не було накладання.

Було показано (рисунок 2), що отримані абсолютні ефективні значення параметрів квадрупольної деформації для ядер ^{14}C , ^{26}Mg , ^{28}Si , ^{60}Ni , ^{74}Ge , ^{75}As , ^{78}Se , ^{108}Pb , ^{148}Nb , ^{150}Nb , ^{151}Eu , ^{156}Gd , ^{168}Er , ^{174}Yb , ^{178}Hf , ^{180}Hf , ^{182}W , ^{186}W , ^{185}Re , ^{186}Os , ^{188}Os , ^{189}Os , ^{190}Os , ^{192}Os , ^{191}Ir , ^{194}Pt , ^{195}Pt , ^{196}Pt , ^{235}U , ^{239}Pu не збігаються з відповідними значеннями з баз даних [18-20], хоча й близькі до них. Рисунок 2 демонструє розбіжності у знаках параметрів деформації. Продемонстровано, що у відповідності з експериментальними даними знаки параметрів деформації у ядрах ^{28}Si , ^{74}Ge , ^{75}As , ^{108}Pd , ^{151}Eu , ^{174}Yb , $^{178,180}\text{Hf}$, ^{186}W , ^{190}Os , ^{196}Pt не збігаються при визначенні за моделями SLO і SMLO і з бібліотек "deflib.dat"[2,3] і [20], ці значення продемонстровані в таблиці 1.

Таблиця 1. Параметри квадрупольної деформації де виникають неузгодженості у деформаціях між знаками SLO, SMLO моделей і з бібліотек "deflib.dat"[2,3] і [20].

Елемент	SLO	SMLO	"deflib.dat"[2,3]	[20]
¹⁴ C	0.64(2)	0.63(2)	-	-0.231
²⁶ Mg	0.369(6)	0.378(6)	-0.357	0.531
²⁸ Si	0.113(11)	0.110(15)	-0.583	-0.360
⁶⁰ Ni	0.19(2)	0.18(3)	0.027	-0.178
⁷⁴ Ge	0.19(2)	0.23(2)	-0.214	0.240
⁷⁵ As	0.19(2)	0.21 (3)	-0.240	-
⁷⁸ Se	0.25(2)	-0.23 (2)	0.141	0.250
¹⁰⁸ Pd	-0.22(4)	-0.13 (3)	0.188	0.174
¹⁴⁸ Nd	0.23(2)	-0.19 (3)	0.224	-0.169
¹⁵⁰ Nd	0.317(9)	0.31 (1)	0.270	-0.257
¹⁵¹ Eu	-0.046(7)	-0.09 (3)	0.228	-
¹⁵⁶ Gd	0.28(3)	-0.26 (3)	0.295	0.317
¹⁶⁸ Er	0.300(8)	-0.27 (5)	0.292	0.281
¹⁷⁴ Yb	-0.25(3)	-0.24 (3)	0.272	0.290
¹⁷⁸ Hf	-0.26 (3)	-0.24 (3)	0.259	0.262
¹⁸⁰ Hf	-0.25 (4)	-0.23(4)	0.256	0.262
¹⁸² W	0.246 (15)	0.251(15)	0.240	0.237
¹⁸⁶ W	-0.15 (4)	-0.15 (5)	0.210	0.214
¹⁸⁵ Re	0.221(4)	-0.232(11)	0.204	-
¹⁸⁶ Os	0.172 (18)	-0.17 (5)	0.205	0.205
¹⁸⁸ Os	0.181(18)	-0.17 (4)	0.179	0.193
¹⁸⁹ Os	0.178 (16)	-0.17 (3)	0.170	-
¹⁹⁰ Os	-0.16 (7)	-0.17 (4)	0.153	0.175
¹⁹² Os	0.15 (2)	-0.15 (7)	0.145	0.167
¹⁹¹ Ir	0.130 (13)	-0.17 (2)	0.147	-
¹⁹⁴ Pt	-0.20 (5)	-0.23 (3)	-0.143	0.152
¹⁹⁵ Pt	0.16 (2)	-0.17 (2)	-0.142	-
¹⁹⁶ Pt	0.128(14)	0.068(9)	-0.135	0.146
²³⁵ U	0.290(8)	-0.25 (4)	0.241	-
²³⁹ Pu	0.280(12)	-0.25 (6)	0.245	-

На рисунку 3 порівнюються енергії ГДР отримані в робот [7] і отримані з використанням систематик (5) із [15] з використанням параметрів деформацій deflib.dat"[2,3]. Як видно для деяких ядер існують сильні розбіжності між експериментально отриманими параметрами для енергій ГДР та отримані за допомогою використання систематики.

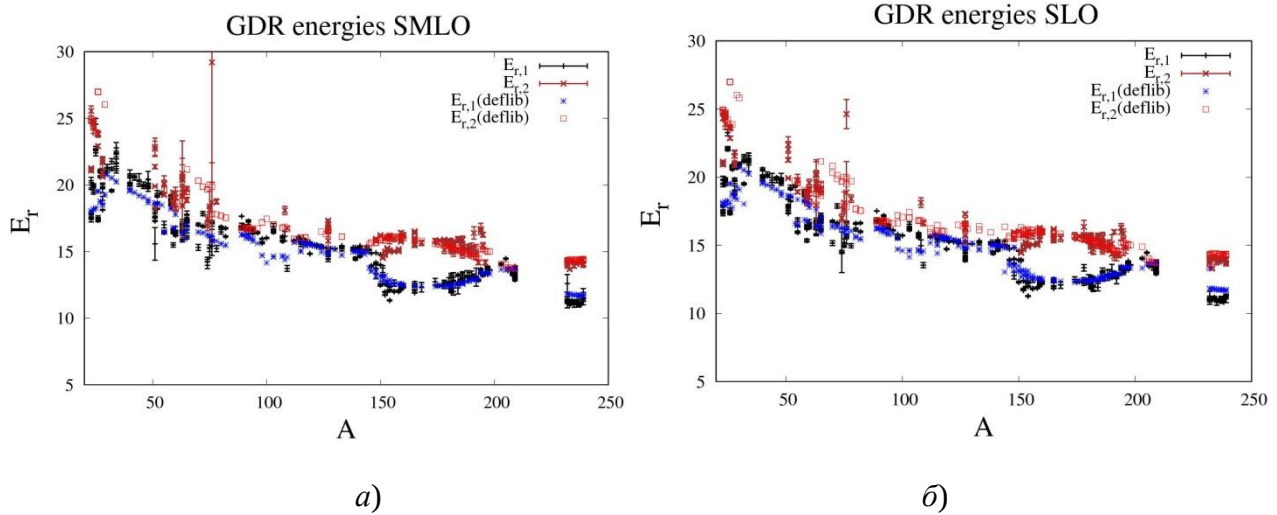


Рисунок 3. Енергії ГДР отримані в робот [7] і отримані з використанням систематик (5) із [15] з використанням параметрів деформацій deflib.dat"[2,3] для моделей SMLO (рис. а)) та SLO (рис. б)).

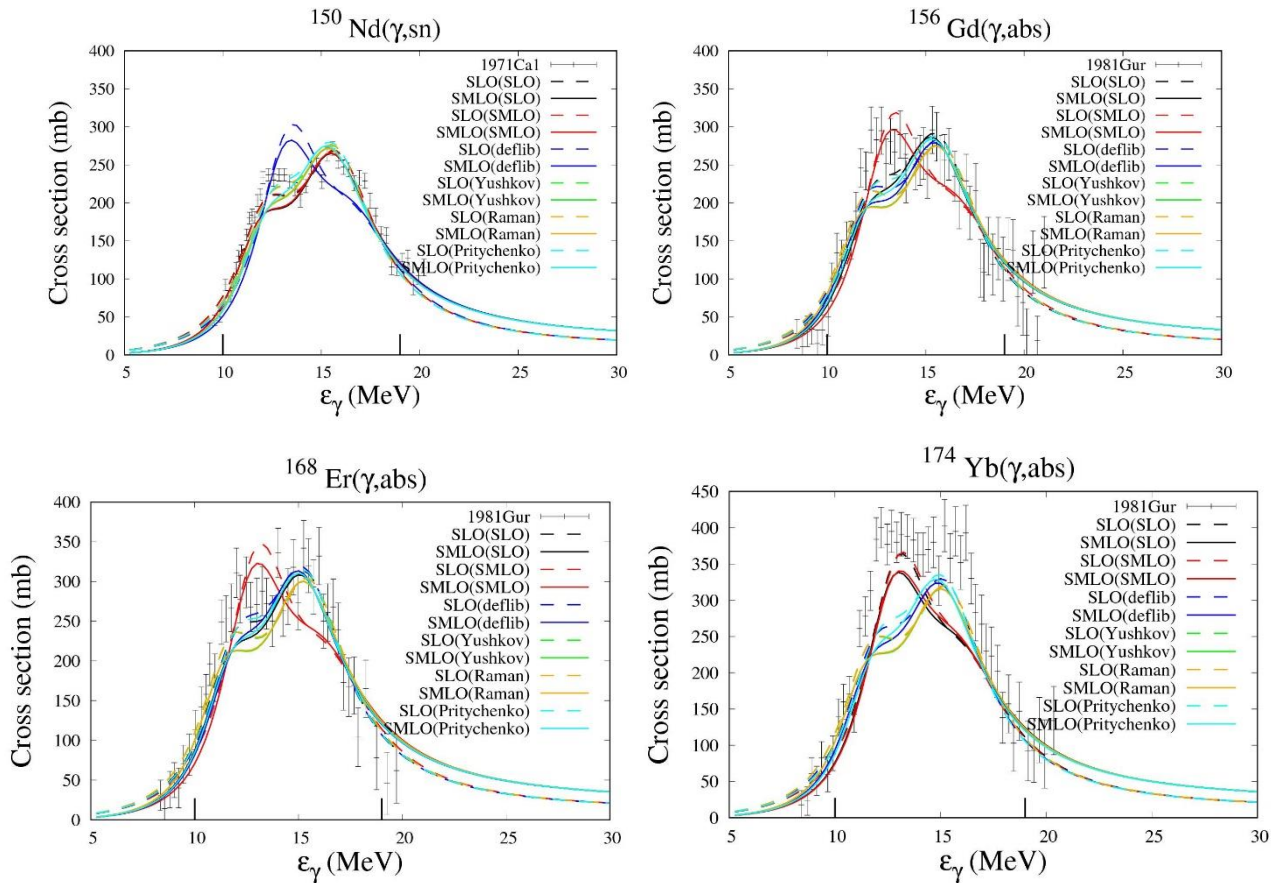


Рисунок 4. Розраховані ФСФ для ядра ^{150}Nd , ^{156}Gd , ^{168}Er , ^{174}Yb із використанням моделей SLO і SMLO із використанням різних параметрів деформації із різних джерел. Експериментальні дані взяті з бази даних EXFOR за збірками з роботи[7] та представлені <https://www-nds.iaea.org/PSFdatabase/>.

В роботі були також обчисленні перерізи фотопоглинання та ймовірності гамма розпадів з використанням значень параметрів з різних бібліотек [18-20],

"deflib.dat"[2,3] і визначених нами для моделей SLO і SMLO. Було проаналізовано якість опису перерізів фотопоглинання при використанні систематик для енергій ГДР і значень параметрів квадрупольної деформації з різних баз даних. Енергії ГДР обчислювались з використанням формул Даноса [2-5,16] та систематик для середньої енергії ГДР за ф.(5). Використання систематик параметрів ГДР[15] доволі гарно описує експериментальні значення перерізів фотопоглинання з використанням різних бібліотек параметрів деформацій, але інколи деформації можуть відрізнятись, що може суттєво впливати на розрахунки як у випадку ядер, що приведені в таблиці 1, деякі з них демонструються на рис. 4, де параметри ГДР визначались за систематиками для середніх значень з використанням параметрів деформацій визначених з різних бібліотек та визначених по параметрам ГДР за моделями SLO, SMLO.

Для порівняння якості опису експериментальних фотоядерних даних з використанням різних моделей E1 ФСФ з різними деформаціями було використано критерій мінімуму найменшого квадратичного відхилення:

$$\chi_{\alpha}^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{(\sigma_{\text{exp}}(\varepsilon_i) - \sigma_{\text{the}}^{\alpha}(\varepsilon_i))^2}{(\Delta\sigma(\varepsilon_i))^2}. \quad (13)$$

Тут $\sigma_{\text{the}}^{\alpha}(\varepsilon_i) = \sigma_{\text{GDR}}^{\alpha}(\varepsilon_i) + \sigma_{\text{qd}}(\varepsilon_i)$ є теоретичним перерізом при енергії гамма випромінювання ε_i ; $\sigma_{\text{exp}}(\varepsilon_i)$ експериментальний переріз фотопоглинання з бази EXFOR згідно збірок із [7]; $\Delta\sigma(\varepsilon_i)$ - невизначеність даних; n кількість точок експериментальних даних. Значення χ_{α}^2 були розраховані в інтервалах енергії гамма-випромінювання від 5 MeV до 30 MeV. Якщо файли даних EXFOR не містили експериментальних невизначеностей, відносні невизначеності $\delta\sigma(\varepsilon_i) = \Delta\sigma(\varepsilon_i) / \sigma_{\text{exp}}(\varepsilon_i)$, що залежать від енергії, брали відповідно до [14].

Енергетична залежність $\delta\sigma(\varepsilon_i)$ обрана для моделювання статистичної похибки, обернено пропорційної швидкості підрахунку, яка є максимальною поблизу ГДР. Таким чином, було припущено, що залежні від енергії відносні невизначеності приймають мінімальні значення (10%) поблизу піків ГДР та мають максимальні значення (50%) на хвостах ГДР. Для сферичних ядер передбачалася трикутна залежність від гамма-енергії, а для деформованих ядер – трапецієподібна залежність з піками ГДР у верхніх кутах трапеції.

На рис. 5 представлено порівняння відношення $R = \chi_{\text{SMLO}}^2 / \chi_{\text{SLO}}^2$ критеріїв мінімуму найменшого середньоквадратичних відхилення для моделей SMLO і SLO розрахованих з параметрами ГДР за систематиками ф.(5)-(6) [15] з використанням різних деформацій для різних ядер та представлені усереднені їх значення $\langle R \rangle$. Як видно з рисунку модель SMLO краще описує експериментальні данні у всьому діапазоні енергій гамма квантів ніж модель

SLO. Отже бачимо що найкращою методикою для розрахунку параметра деформації є визначення параметра деформації за допомогою моделі SML0.

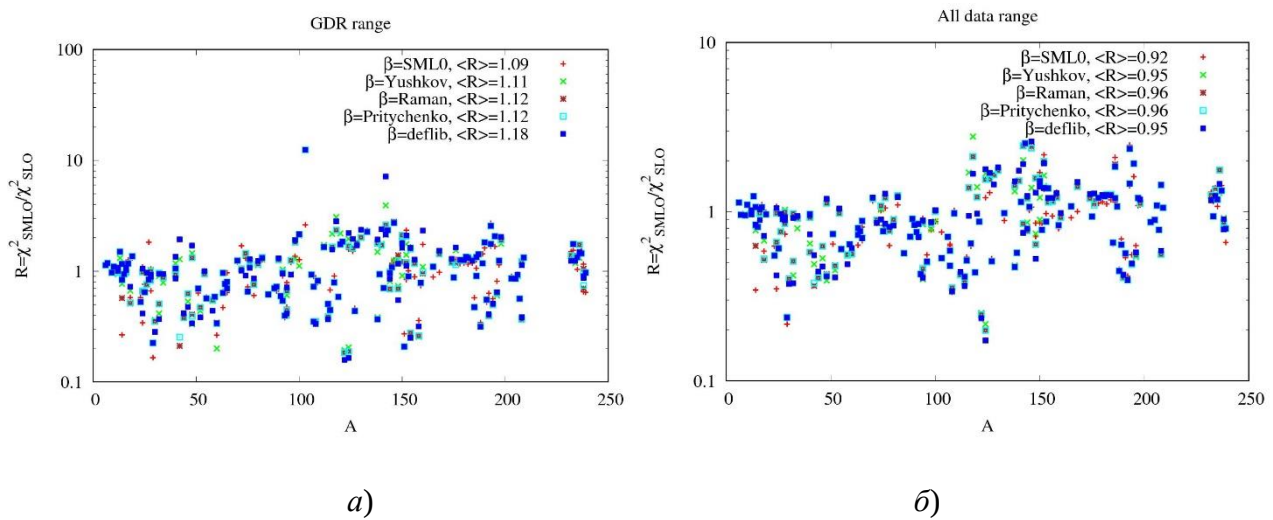


Рисунок 5. Відношення $R = \chi^2_{SML0} / \chi^2_{SLO}$ для різних ядер розраховані в області ГДР резонансу де підганялись параметри ГДР (рис. а)) в роботі [7] і у всьому інтервалі експериментальних даних (рис. б)).

Розрахунок ФСФ з систематиками для ГДР з параметрами для основного стану із бібліотек "deflib.dat"[2,3] та [20] може не узгоджуватись з експериментальними даними по фотопоглинанню, що може свідчити про некоректність застосування наближення аксіально-деформованого ядра для цих ядер. Також показано, що при використанні систематик для середньої енергії і з використанням нових значень для деформації можна задовільно описати експериментальні дані по фотопоглинанню. Це означає, що отримані систематики характеристик ГДР можна використовувати для передбачення перерізів фотопоглинання та ймовірностей гамма-розпаду з вильотом фотонів дипольного електричного типу.

Список використаних джерел

- [1] B. L. Berman, S. C. Fultz, *Rev. Mod. Phys.* 47, 713 (1975).
- [2] T. Belgia et al., *Handbook for calculations of nuclear reaction data, Reference Input Parameter Library- 2*, Tech. Rep. IAEA-TECDOC-1506 (IAEA, Vienna, Austria, 2006), available online at <https://www-nds.iaea.org/RIPL-2/>.
- [3] R. Capote et al., *Nucl. Data Sheets* 110, 3107 (2009). available online at <https://www-nds.iaea.org/RIPL-3/>.
- [4] В.М. Мазур, Л.М. Мельникова, *ЭЧАЯ* 27, вып. 6, 1744 (2006).
- [5] В.М. Мазур, *Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика*. вип. 13, 106 (2003).

- [6] S. S. Dietrich and B. L. Berman, *At. Data Nucl. Data Tables* 38, 199 (1988).
- [7] V.A. Plujko et al., *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 123-124, 1 (2018)
- [8] M. B. Chadwick et al., *Phys. Rev. C* 44, 814 (1991).
- [9] V.A.Plujko, *Acta Physica Polonica B* , 31, 435 (2000).
- [10] M.B.Chadwick, P.Oblozinsky, A.I.Blokhin [et al.]. – Vienna : IAEA, 2000.– 284 p.– (Tech. Rep. IAEA-TECDOC-1178, IAEA, Vienna, Austria, 2000). – URL: https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/te_1178_prn.pdf
- [11] V.M. Kolomietz, V.A.Plujko and S.Shlomo, *Phys. Rev. C*, 54, 3014 (1996).
- [12] R.Capote, A.Delgado, and A.Gonzalez, *Mod. Phys. Lett. B*, 15.No.2, 81(2001).
- [13] D.M. Brink Some aspects of interaction of fields with matter // Ph.D. Thesis, Oxford University, 1955, unpublished. URL: <https://ora.ox.ac.uk/objects/uuid:334ec4a3-8a89-42aa-93f4-2e54d070ee09>.
- [14] V.A. Plujko, R. Capote, O.M. Gorbachenko, *At. Data Nucl. Data Tables* 97, 567 (2011).
- [15] V. Plujko, et al., *EPJ A* 55, 210 (2019).
- [16] M. Danos, *Nuclear Physics* 5, 23 (1958).
- [17] S. Goriely, V. Plujko, *Physical Review C* 99, 014303(2019).
- [18] S. Raman, et al., *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 78, Issue 1, 1(2001).
- [19] B. Pritychenko, et al., *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 107, 1 (2016).
- [20] А.В. Юшков, *ЭЧАЯ* 24, №2, 348 (1993).

РАДІОЕКОЛОГІЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ АДСОРБЦІЇ УЛАМКОВИХ РАДІОНУКЛІДІВ, ЩО ПРОВОДИЛИСЬ У ВІДДІЛЕННІ ФІЗИКИ ЯДРА У ПЕРІОД 2003-2010 РОКІВ

¹Г. Васильєва, ²О. Окунєв, ¹А. Васильєв

¹ДВНЗ «Ужгородський національний університет», фізичний факультет,
hanna.vasylyeva@uznu.edu.ua

²ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Мікротронна лабораторія

Вступ

У навколишнє середовище радіонукліди попадають у результаті аварій чи аварійних викидів на атомних електростанціях, як відходи виробництва медичних радіоізотопів. При цьому екологічні проблеми можуть бути пов'язані не тільки з довгоживучими радіоізотопами ^{137}Cs та ^{90}Sr , а й з короткоживучими ^{92}Sr , ^{95}Nb , ^{95}Zr , $^{137,134}\text{Cs}$, ^{144}Ce , ^{106}Ru .

З хімічної точки зору, радіонукліди перебувають у мікрокількостях, і тому, залежно від мети досліджень, застосовують методи концентрування і розділення, що ґрунтуються на міжфазовому розподілі мікроелементів. Серед них важливе місце займають адсорбційні методи, за допомогою яких можна розділяти чи концентрувати певні елементи, детально вивчати їх хімічний стан, ідентифікувати ступінь окиснення або визначати найближче оточення як у модельних, так і в природних водних системах. Крім того, адсорбція та іонний обмін є одними з найефективніших та економічно доцільних методів глибокого очищення води. Дослідження адсорбційного вилучення продуктів ініційованого поділу ядер ^{235}U -урану неорганічними адсорбентами проводились у відділенні фізики ядра ДВНЗ «УЖНУ» у період 2004-2010 років.

Метою даної роботи є короткий опис радіохімічних досліджень, які проводились у відділенні фізики ядра у період 2004-2010 років і мали на меті встановлення загальних закономірностей сорбційного вилучення продуктів ініційованого поділу ядер ^{235}U із водних розчинів.

Використані методики експериментів

Ідея експериментальної установки для дослідження адсорбції уламкових радіонуклідів належала доцентіві кафедри ядерної фізики ДВНЗ «УЖНУ» кандидату фізико-математичних наук Пилипченко Володимирі Антоновичу. Схема експерименту зображена на рис.1. У результаті експерименту напруцьовувався розчин, що містив велику кількість уламків (радіонуклідів) – продуктів ініційованого поділу ядер ^{235}U . Необхідно зазначити, що уранова

мішень при цьому не перебувала у воді, або в розчиненому стані, а була розміщена на 1-5 мм над поверхнею розчину (дистильованої води або водно-спиртової суміші). Це був унікальний експеримент, який дозволив одержати розчин короткоживучих уламкових радіонуклідів у концентрації, достатній для їх дослідження (вимірювання на гамма-спектрометрі), але з хімічної точки зору – низькій концентрації, яка майже не створювала загрози для дослідників. Крім того, дані радіонукліди трансформувались у стабільні ізотопи протягом 1-2 діб, тобто не було потреби у спеціальному зберіганні чи дезактивації цих розчинів.

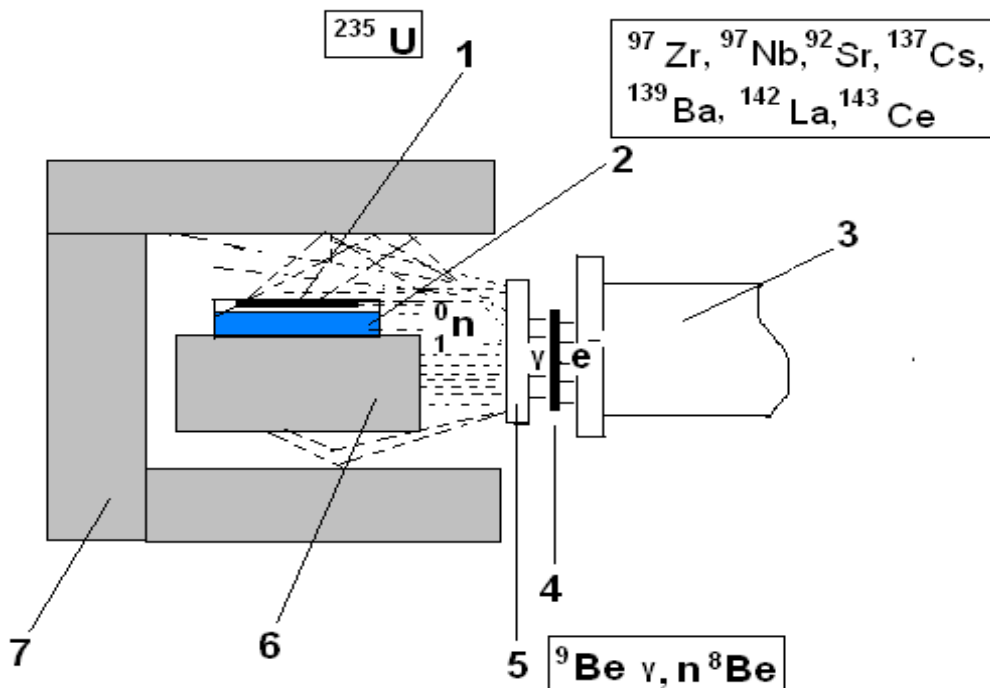


Рисунок 1. Установка для отримання розчину з продуктами поділу ^{235}U

Таким чином, було розроблено методику досліджень хімічної поведінки уламків, обґрунтовано умови проведення поділу ^{235}U та вибір сорбенту. Розрахунок коефіцієнтів вилучення мікрокількостей уламків активності радіонукліду A у певному піку γ -спектру визначався за формулою:

$$A = \frac{N}{q\varepsilon T_m} \frac{1}{\exp(-\lambda t_1) - \exp(-\lambda t_2)} \quad (1)$$

Тут q – квантовий вихід γ -лінії певного уламка, ε – ефективність детектора, T_m – тривалість вимірювань, t_1 і t_2 – початок і кінець вимірювань. Кількість імпульсів N та концентрація відповідного радіонукліду C дорівнює:

$$N_p = \lambda C, \quad (2)$$

де $\lambda = 0,693/t_{1/2}$ – стала радіоактивного розпаду. Коефіцієнт вилучення k визначається за формулою:

$$K = \frac{N_k - N}{N_k}, \quad (3)$$

тут n_k – кількість імпульсів у контрольному зразку, n – кількість імпульсів розчину, що контактував з сорбентом.

Вибір реакції поділу ядер ^{235}U тепловими нейтронами з метою отримання розчину уламків-радіонуклідів був зумовлений двома причинами:

1. Реакція характеризується високим поперечним перерізом, завдяки чому широко застосовується в енергетиці;
2. Контроль її продуктів несе велике екологічне навантаження.

Крім того, уламкові радіонукліди охоплюють майже усю середину Періодичної системи хімічних елементів. Дослідження адсорбції мікрокількостей таких елементів неорганічними адсорбентами є надзвичайно цінним з точки зору фундаментальних досліджень.

Як адсорбенти використовували неорганічні синтетичні матеріали – нерозчинні полімерні фосфати ряду металів IV і V груп Періодичної системи елементів. Великою перевагою неорганічних адсорбентів була і залишається простота їх отримання в порівнянні зі складним синтезом органічних смол. Найпопулярнішим серед таких матеріалів був фосфат титану [1, 2], а також гідратований діоксид титану, фосфат цирконію, тощо. Пізніше дослідження проводили також із силікатом цирконію та силікатом титану, а також велика кількість досліджень була проведена з надзвичайно потужними адсорбентами на основі TiO_2 [3-10].

У ряді досліджень було також використано активоване вугілля, яке, однак, володіє слабшою адсорбційною спроможністю щодо катіонів металів (стронцію, барію, церію, цирконію, лантану) порівняно з неорганічними адсорбентами.

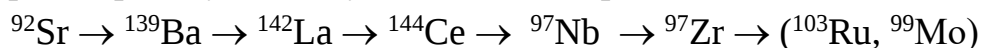
Детально було досліджено кристалічний та аморфний фосфат титану. Для останнього було проаналізовано дві модифікації – зі співвідношенням $\text{P/Ti} = 0,8$ та $\text{P/Ti}=1$. Показано, що оптимальним сорбційним матеріалом відносно продуктів поділу є аморфний фосфат титану зі співвідношенням $\text{P/Ti}=1$ завдяки неоднорідній та гідрофільній поверхні і наявності мезопор. Експериментально оцінено зменшення загальної радіоактивності розчинів після контакту з фосфатом титану. Виявлено, що загальна радіоактивність розчину зменшується у 6–7 разів. Показано, що у межах від 20 мл до 600 мл коефіцієнти сорбції не залежать від об'єму розчину, пропущеного через фосфат титану, а зміна температури у межах 18–100°C на перебіг сорбційних процесів суттєво не впливає.

Таблиця 1.

Експериментально виміряні величини адсорбції уламкових радіонуклідів – продуктів поділу ^{235}U різними адсорбентами

Радіо- нуклід	Фосфат титану (аморфний)	Природний морденіт	Гідратований диоксид цирконію ГДЦ	Вугільний сорбент СКС	Фосфат титану (крист.)
^{92}Sr	0,84	0,09	0,06	0,02	0,42
^{97}Zr	0,13	0,04	0,21	0,06	0,10
^{97}Nb	0,13	—	0,18	—	0,12
$^{99}\text{Mo}^*$	0,12	0,17	0,27	—	0,06
^{135}I	0,18	0,23	0,33	0,2	0,02
^{139}Ba	0,64	0,15	—	0,1	0,34
^{142}La	0,43	0,3	0,27	0,05	0,23
^{143}Ce	0,12	0,17	—	0,04	0,15

Нижче наведено ряд радіонуклідів, у якому сорбованість ізотопів, оцінена за γ -спектром сорбенту, зменшується зліва направо:



Окремо було розглянуто властивості радіонукліду ^{97}Nb , відмінність якого від інших досліджених радіонуклідів полягає у наявності довгоживучого попередника у ланцюгу β -розпадів (рисунок 2).

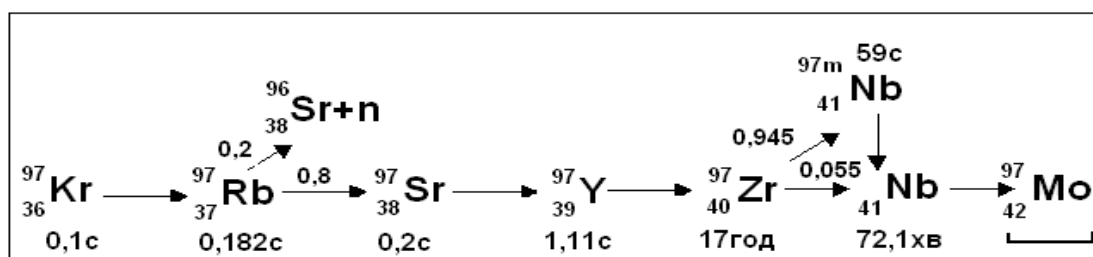


Рисунок 2. Ланцюг β -розпадів нуклідів з атомною масою $A=97$

Також було виявлено цікаву закономірність адсорбції уламків радіонуклідів із їх суміші. Адсорбція уламків, які є сильно гідролізовані, на гідрофільних поверхнях сорбентів буде знаходитись у певній залежності від швидкості обміну лігандами і зменшуватись зі зростанням стабільності та інертності аквакомплексів продуктів поділу. Здатність до комплексотворення, ступінь гідролізу і властивості аквакомплексів залежать від суми енергій іонізації валентних електронів (ΣI_n) уламкових радіонуклідів (рисунок 2) та їх іонного радіусу.

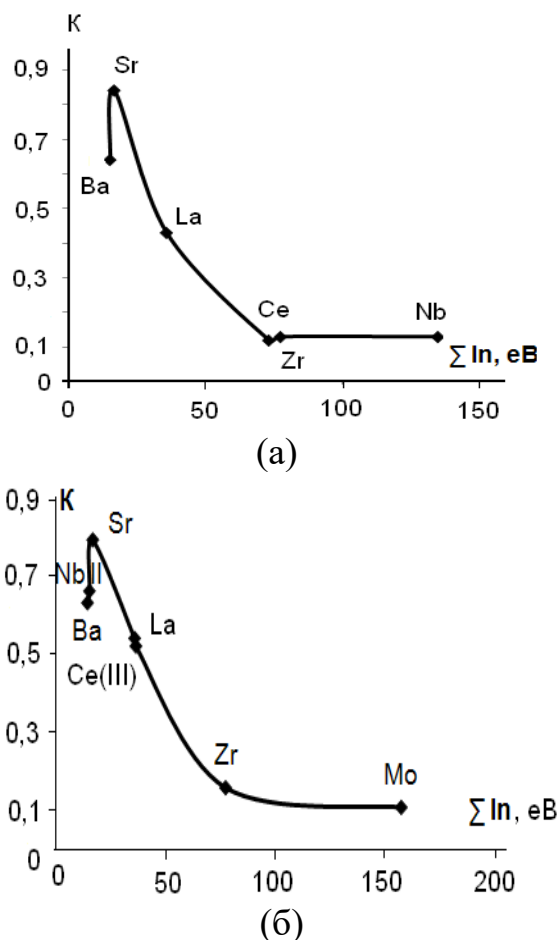


Рисунок 3. Залежність коефіцієнта вилучення уламкових радіонуклідів K фосфатом титану (а) від суми енергій іонізації валентних електронів із середовища дистильованої води при $\text{pH}=7$; (б) при сорбції з водно-спиртової суміші.

Встановлено залежність сорбції уламків радіонуклідів фосфатом титану від кислотності розчину. Показано, що фосфат титану добре поглинає ^{137}Cs при $\text{pH} = 9$; ^{139}Ba - при $\text{pH} = 2-12$; ^{92}Sr – при $\text{pH} = 6-12$; ^{142}La та $^{143}\text{Ce(III)}$ – при $\text{pH} = 2-7$; ^{97}Zr , ^{97}Nb та $^{143}\text{Ce(IV)}$ – із сильноокислих розчинів при $\text{pH} = 2$.

Необхідно зазначити, що у той час існувало припущення, що у процесі адсорбції фосфатом титану уламків радіонуклідів, беруть участь $-\text{OH}$ групи поверхні адсорбенту, які можуть бути приєднані як до атомів Ti , так і до залишків фосфорної кислоти. Дане припущення дуже добре підтвердилось у пізніших роботах, наприклад [5, 11], у яких був запропонований спосіб розділення радіонуклідів стронцію і цирконію, що базувався на селективній адсорбції йонів цирконію з сильно-кислого середовища адсорбентами на основі TiO_2 .

Ще один напрямок досліджень, які проводили у ті роки, був - “Сорбційне вилучення ізоотопів йоду”. Для вилучення ізоотопів йоду зі всієї суми уламкових елементів було запропоновано метод ізоотопного обміну з молекулярним йодом, сорбованим вугільним адсорбентом. Проведено дослідження сорбції молекулярного йоду з розчину калій йодиду на різних типах вугільних сорбентів,

наприклад, лігносульфонатному вугіллі (LS) та окисленому лігносульфонатному вугіллі (LS(o)), вугільному сорбенті СКС та активованому вугільному сорбенті СКС(а), а також на фосфаті титану і гідратованому діоксиді цирконію. Показано, що сорбент СКС(а) проявляє кращі кінетичні властивості й максимально вилучає молекулярний йод із розчинів. Даний процес відбувається за механізмом фізичної сорбції. Показано, що при контактуванні у динамічних умовах двох систем, одна з яких містить радіоактивні ізотопи йоду (досліджуваний розчин), а інша – стабільні (сорбент, насичений молекулярним йодом), ізотопний обмін відбувається таким чином, що значна частка ^{135}I перейде в сорбент.

Було проведено реакцію ізотопного обміну між радіоактивними ізотопами коефіцієнти вилучення ізотопів йоду наведено в таблиці 2.

Таблиця 2.

Експериментальні значення ступенів вилучення ізотопів йоду

Ізотоп	^{132}I	^{133}I	^{134}I	^{135}I
E_γ , КЕВ	667,7 772,6	529,9	847; 884	1131
K	0,80	0,85	0,92	0,90

Коефіцієнти сорбції ізотопів йоду у межах похибки співпадають. Результати досліджень показали ефективність використання вугільного сорбенту СКС, насиченого молекулярним йодом, для вилучення радіоактивних ізотопів йоду.

Проведено дослідження використання процедури процесу сорбції та ізотопного обміну для визначення незалежних виходів продуктів поділу на прикладі ^{135}Xe та описано процес визначення незалежного виходу ^{135}Xe в реакції поділу ^{235}U .

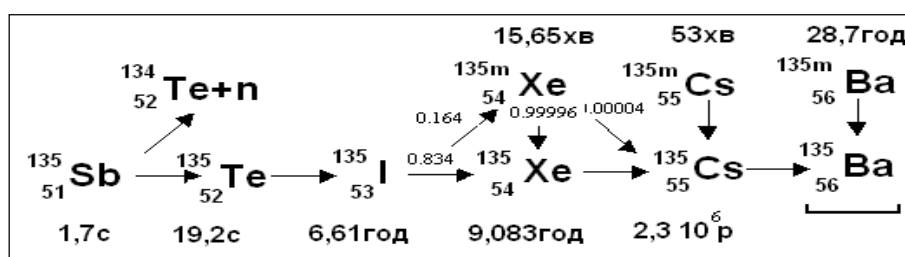


Рисунок 4. Ланцюг β -розпадів елементів з масовим числом 135.

Було проаналізовано можливість використання процесу сорбції та ізотопного обміну ^{135}I , який є попередником ксенону у ланцюзі β -розпадів, для γ -спектрометричного визначення незалежного виходу уламків ^{135}Xe . Розчин-накопичувач уламків відразу після опромінення був введений у контакт з сорбентом, який селективно поглинає ^{135}I , мало впливаючи на вміст ^{135}Xe з

незалежним виходом. Після цього залежність інтенсивності γ -лінії ^{135}Xe від часу розпаду (T_{dec}) суттєво змінила свою форму.

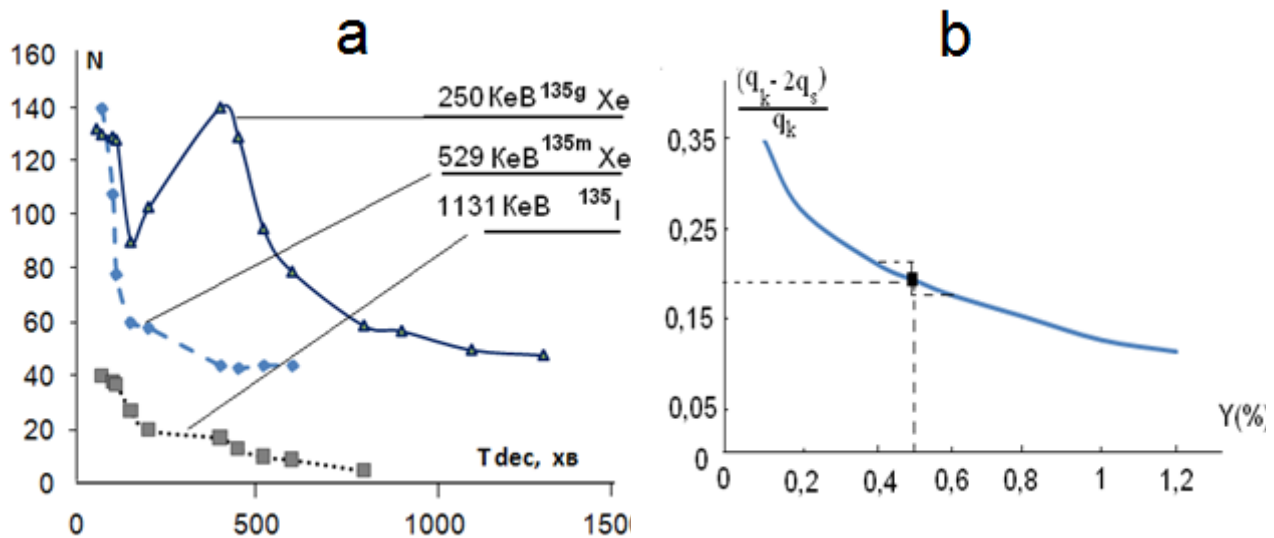


Рисунок 5. Криві розпаду ^{135g}Xe , ^{135}I та ізомеру ^{135m}Xe (а); експериментальне значення незалежного виходу ^{135g}Xe (b).

При коефіцієнті вилучення $^{135}\text{I} \approx 0,80$ коефіцієнт вилучення ^{135m}Xe становив 0,5 і основний вклад у досліджуваний пік належав ^{135g}Xe з незалежним виходом. Незалежні виходи уламків поділу по заряду ядра розподілені за законом Гаусса:

$$P(Z) = \frac{k}{\sqrt{2\pi(\sigma + \frac{1}{12})}} \exp\left(-\frac{(Z - Z_p)^2}{2(\sigma + \frac{1}{12})}\right)$$

де Z_p – найбільш імовірний заряд уламку для заданого масового числа, σ – дисперсія заряду, k – нормуючий множник. У випадку $a=135$ при поділі ^{235}U тепловими нейтронами $Z_p=52,6$; $\sigma=0,6$. Розрахунок з цими параметрами дає незалежні виходи для ^{52}Te , ^{53}I і ^{54}Xe (рисунок 3) відповідно 2,85%, 3,28% і 0,51%. Великий вихід йоду (3,28%) і умова, що $T_{1/2}(^{135}\text{I}) < T_{1/2}(^{135}\text{Xe})$ зумовлюють у кривій розпаду ксенону максимум, положення якого залежить від співвідношення виходів йоду і ксенону. Теоретично незалежний вихід для ^{135}Xe очікується рівним 0,51. Експериментальне значення, визначене за запропонованою нами методикою, дорівнює $0,5 \pm 0,15$.

Висновки

Використання неорганічних сорбентів для виділення та розділення продуктів поділу ^{235}U , а також очищення від них водних розчинів є актуальним не тільки для розв'язання екологічних проблем, а й з точки зору розвитку

фундаментальних досліджень. Було розроблено експериментальну радіохімічну методику дослідження сорбції продуктів ініційованого поділу урану та створено програму розрахунку коефіцієнтів вилучення радіонуклідів з урахуванням можливої адсорбованості попередника, його періоду напіврозпаду, а також періоду напіврозпаду досліджуваного радіонукліду.

Встановлено залежність сорбції радіонуклідів (уламків) фосфатом титану від кислотності розчину. Показано, що фосфат титану добре поглинає ^{137}Cs при $\text{pH} = 9$; ^{139}Ba - при $\text{pH} = 2-12$; ^{92}Sr – при $\text{pH} = 6-12$; ^{142}La та $^{143}\text{Ce(III)}$ – при $\text{pH} = 2-7$ [2]; ^{97}Zr , ^{97}Nb та $^{143}\text{Ce(IV)}$ – із сильноокислих розчинів при $\text{pH} = 2$.

Домінуючу роль при стабілізації радіонуклідів (уламків) відіграють хімічні властивості молекул розчину, у якому накопичуються радіонукліди та продуктів його радіолізу, які визначають хімічний стан радіонуклідів у розчині та хімічну поведінку під час адсорбції, навіть при зміні pH .

Серед інших результатів експериментів тих років, було розроблено експресний метод модифікації γ -спектрів для визначення незалежного виходу ^{135}Xe з використанням обміну радіоактивних ізотопів ^{135}I та стабільного йоду, адсорбованого синтетичним вугільним сорбентом.

Список використаної літератури

- [1] Г.Васильєва. Автореферат дисертації на здобуття наукового ступеня к.х.н. 01.04.18 «Фізика та хімія поверхні». Івано-Франківськ 2010.
- [2] H.Vasylyeva, V.Pylypchenko et al. Journal of Molecular Liquids 118 (1-3) (2005) 41-44.
- [3] H. Vasylyeva, I. Mironyuk, I. Mykytyn, N. Danyliuk. Adsorption of Barium and Zinc Ions by Mesoporous TiO_2 with Chemosorbed Carbonate Groups. Physics and Chemistry of Solid State. 20 (3) (2019) 282-290. <http://DOI.org/10.15330/pcss.20.3.282-290>
- [4] H. Vasylyeva, I. Mironyuk, I. Mykytyn, Kh. Savka. Equilibrium studies of yttrium adsorption from aqueous solutions by titanium dioxide. Appl. Radiat. Isot. (2021) 109473 <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2020.109473>
- [5] H. Vasylyeva, I. Mironyuk, I. Mykytyn, M. Strilchuk., et al., A new way to ensure selective zirconium ion adsorption. Radiochimica Acta. 109 (12) (2021) 000010151520211083. <https://doi.org/10.1515/ract-2021-1083>
- [6] H. Vasylyeva, I. Mironyuk, I. Mykytyn, M. Strilchuk., et al. Application of Titanium Dioxide for Zirconium Ions Adsorption and Separation from a Multicomponent Mixture. Physics and Chemistry of Solid State. 3 (2021) 460 - 469. <https://doi.org/10.15330/pcss.22.3.460-469>
- [7] I. Mironyuk, T. Tatarchuk, et al.. Highly efficient adsorption of strontium ions by carbonated mesoporous TiO_2 . Journal of Molecular Liquids. 285 (2019) 742-753. <https://doi.org/10.1016/j.molliq.2019.04.111>.
- [8] I. Mironyuk, T. Tatarchuk, et al. Effects of chemisorbed arsenate groups on the mesoporous titania morphology and enhanced adsorption properties towards

- Sr (II) cations. Journal of Molecular Liquids. 282 (2019) 587-597.
<https://doi.org/10.1016/j.molliq.2019.03.026>.
- [9] I. Mironyuk, T. Tatarchuk, et al. Adsorption of Sr (II) cations onto phosphated mesoporous titanium dioxide: Mechanism, isotherm and kinetics studies. Journal of Environmental Chemical Engineering. 7 (6) (2019) 103430.
<https://doi.org/10.1016/j.jece.2019.103430>.
- [10] I. Mironyuk, H. Vasylyeva, I. Mykytyn, Kh.Savka. Sodium-modified mesoporous TiO₂: Sol-gel synthesis, characterization and adsorption activity toward heavy metal cations. Journal of Molecular Liquids. 316, (2020) 113840.
<https://doi.org/10.1016/j.molliq.2020.113840>.
- [11] H. Vasylyeva, I. Mironyuk, M. Strilchuk, K. Mayer, L. Dallas, M. Grygorenko, V.Tryshyn, et al. Age dating of liquid ⁹⁰Sr–⁹⁰Y sources. Applied Radiation and Isotopes, 200 (2023) 110906,
<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2023.110906>.

ТЕЗИ ДОПОВІДЕЙ

СПЛАВИ З ЕФЕКТОМ ПАМ'ЯТІ ФОРМИ – СУЧАСНИЙ СТАН ТА ПЕРСПЕКТИВИ ВИКОРИСТАННЯ В ЯДЕРНІЙ ФІЗИЦІ

С.М. Кедровський, Ю.М. Коваль, В.М. Сліпченко, В.М. Сліпченко,
Г.С. Фірстов

*Інститут металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України, Київ
e-mail: sergeyv88001@gmail.com*

Виготовлення різних пристроїв та конструкцій з функціональних сплавів, які демонструють здатність відновлювати форму, має на сьогоднішній день суттєве значення в техніці, особливо у приладобудуванні. Цим матеріалам через механізм мартенситного перетворення (МП), що забезпечує відгук при зміні незалежних термодинамічних параметрів, притаманні такі властивості як ефект пам'яті форми (ЕПФ), надпружність, надпластичність, підвищена демпфуюча здатність. Властивості таких матеріалів використовуються при конструюванні деталей, які часто поєднують у собі суперечливі характеристики. Це надає конструкціям нових конкурентних переваг. Наприклад, серцево-судинні імплантати, що виготовлені з функціональних сплавів на основі системи Ni-Ti, під час імплантації та експлуатації поєднують в одній конструкції ефект пам'яті форми, надпружність, відмінну біологічну сумісність з тканинами та середовищем людського організму [1].

Серед великої кількості функціональних матеріалів з особливими фізико-механічними властивостями тільки дві металічні системи: Ti-Ni та Cu-Al-X (X – Ni, Mn) належать до групи промислових функціональних сплавів, оскільки знайшли достатньо широке практичне використання. Сплави з ЕПФ на основі міді при гірших функціональних показниках порівняно з Ti-Ni мають свої переваги — ширший температурний інтервал використання, більш легкі у виготовленні, краща оброблюваність, менша загальна ціна напівфабрикатів, проте вони не є біосумісними. Приклад варіантів застосувань мідних сплавів — спеціальні клапани з пружиною зі сплаву Cu-Zn-Al для відсікання газу в разі виникнення загоряння у газових мережах, теплорегулюючі і демпфуючі пристрої, пожежні сигналізації. А от сплави на основі системи Ti-Ni вже відіграють свою важливу роль у медичній практиці — надпружні стенти для розширення судин, стоматологічні інструменти, хірургічні інструменти зі змінною геометрією, каркаси для саморозкривних аортальних клапанів, стоматологічне протезування, надпружний дріт для вирівнювання кісток тощо. І не тільки медицина — з'єднувачі трубопроводів типу Cryofit, надпружні оправки окулярів, підтримувачі бра, затискачі електричних з'єднань, авіакосмічна промисловість.

Проте вирішення нових завдань та проблем техніки і медицини потребує розробки і освоєння нових безнікелевих біосумісних металевих композицій з подібними властивостями. Ця задача дала новий напрям розвитку досліджень сплавів з пам'яттю форми — функціональні безнікелеві сплави медичного застосування. В основному до цієї групи сплавів належать сплави на основі біосумісних елементів IV та V груп Періодичної системи хімічних елементів. Металеві композиції, що використовують різні варіації Ti, Zr, Hf, Nb і Ta, є перспективними для медичного застосування [2, 3]. Крім того, використовуючи за основу титан, можливо розробляти легковагові функціональні матеріали, з густиною близько $\sim 4,5 \text{ г/см}^3$.

Особливою групою серед функціональних сплавів є високотемпературні сплави з пам'яттю форми (ВСПФ). Це сплави, в яких зворотне мартенситне перетворення починається за температури понад 390 K в умовах відсутності напружень при будь-якій термомеханічній обробці. Інтерметаліди на основі Zr-Cu або Hf-Ir можуть досягати мартенситних температур до 1200 K [4].

Останні роки одним з найперспективніших напрямків досліджень є високоентропійні сплави з пам'яттю форми (ВЕСПФ) [5]. Властивості високоентропійних сплавів, зокрема значний опір дифузії, надають стабільності функціональним характеристикам у широкому інтервалі температур. Полікомпонентні інтерметаліди TiZrHfCoNiCu, CoNiCuAlGaIn демонструють стабільне відновлення форми не менше 2% в широкому інтервалі температур (77–900 K).

[1] V. Shelyagin, A. Bernatskyi, O. Siora, S. Kedrovskyi, Yu. Koval, V. Slipchenko, V. Filatova, and G. Firstov, Laser Welding of Ti–Ni Shape Memory Alloy for Medical Application, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, 43, No. 3: 383–398 (2021), DOI: 10.15407/mfint.43.03.0383.

[2] Yu. M. Koval', S. S. Kovbosh, V. V. Odnosum, V. M. Slipchenko, and G. S. Firstov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, 32, No. 12: 1681 (2010) (in Russian).

[3] S.N. Kedrovsky, Yu.N. Koval', and V.N. Slepchenko, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, 36, No. 12: 1651 (2014) (in Russian).
<https://doi.org/10.15407/mfint.36.12.1651>

[4] G.S. Firstov, J. Van Humbeeck, Yu.N. Koval, High temperature Shape Memory Alloys problems and prospects. *J. Intel. Mater. Syst. Structures*. 2006. 17(12): 1041. <https://doi.org/10.1177/1045389X06063922>

[5] G.S. Firstov, T.A. Kosorukova, Yu.N. Koval, V.V. Odnosum. High entropy shape memory alloys. *Materials Today: Proceedings*. 2015. 2: 499. <https://doi.org/10.1016/j.matpr.2015.07.335>

СИМУЛЯЦІЙНІ ТЕХНОЛОГІЇ У ПРАКТИЦІ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ВИХОДІВ ПРОДУКТІВ ФОТОПОДІЛУ АКТИНІДІВ НА МІКРОТРОНІ М-30

О.О. Парлаг, О.І. Лендел, Є.В. Олейніков, І.В. Пилипчинець

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород
e-mail: zheka.net.ua@gmail.com

Масові розподіли виходів уламків (продуктів) поділу актинідів є одним з основних параметрів, що характеризує механізм розпаду важких ядер, де найбільш чітко проявляються їх структура і властивості. Інформація про виходи продуктів поділу викликає як фундаментальний, так і практичний інтерес, пов'язаний зі створенням реакторів нового покоління, трансмутацією відпрацьованого ядерного палива, контролем обігу ядерних матеріалів, отриманням пучків з надмірною кількістю нейтронів, альтернативним виробництвом медичних радіоізотопів.

Одним із перспективних напрямів вивчення процесу поділу актинідів є проведення експериментальних досліджень з використанням пучків фотонів. Оскільки характер такої взаємодії добре відомий, це спрощує інтерпретацію отриманих результатів та дозволяє робити однозначні висновки про механізм розпаду утворених подільних ядер. Однак, треба відмітити, що існуючі на теперішній час експериментальні дані про виходи продуктів фотоподілу актинідів, що охоплюють широкий діапазон мас – від границі з до-актинідами до умовної границі з важкими актинідами – для області енергій до порогу другого шансу (а саме від порогу фотоподілу до порогу поділу з попередньою емісією нейтронів), не задовольняють потреб для розвитку модельних уявлень та прикладних застосувань. Тому експериментальні дослідження виходів продуктів фотоподілу актинідів ^{232}Th , ^{238}U і ^{239}Pu та структури їх масових розподілів для вказаної області енергій фотонів є надзвичайно актуальною задачею, яка визначається значною потребою у нових експериментальних даних для багатьох розділів сучасної ядерної фізики, як у плані тестування існуючих та нових теоретичних методів і підходів для опису процесу поділу ядерних систем, так і в плані використання для широкого кола прикладних застосувань.

Стандартні схеми експериментальних досліджень виходів продуктів фотоподілу актинідів включають чотири основні етапи: активація зразків актинідів на електронних прискорювачах; спектрометрія затриманого гамма-випромінювання від продуктів їх поділу з подальшою математичною обробкою експериментальних даних; розрахунок відносних і повних кумулятивних виходів уламків та їх аналіз у рамках сучасних модельних описань процесу поділу.

Для забезпечення надійності проведення експериментальних досліджень масових розподілів виходів продуктів фотоподілу актинідів ^{232}Th , ^{238}U і ^{239}Pu на електронному прискорювачі – мікротроні М-30 та достовірності отриманих результатів широко використовувалися симуляційні технології, а саме сучасні пакети програм GEANT4 [1], TALYS [2], GEF [3] та власноруч розроблені

програмні продукти «NPMA Bremsstrahlung simulator Version 1.1.2110» [4], «NPMA Reaction Yield Version 1.1.2304» [5], «NPMA Detector efficiency version 1.0.2303» [6], «NPMA Prompt neutron yield version 1.0.2301» [7], «NPMA Prompt neutron parametrization version 1.0.2302» [8] для проведення чисельних моделювань.

Впровадження симуляційних технологій у практику експериментальних досліджень дозволило:

- на *першому етапі* встановити оптимальні параметри схеми стимуляції реакції фотоподілу зразків актинідів з урахуванням технічних характеристик мікротрона М-30 та імпульсного характеру первинного пучка електронів для мінімізації внеску виходів супутніх ядерних реакцій у виходи продуктів фотоподілу актинідів [1,2,4,5];

- на *другому етапі* покращити точність гамма-спектрометричних вимірів за рахунок коректного визначення залежності ефективності використаних детекторів від енергії [6];

- на *третьому етапі* забезпечити точність розрахунків чисельних значень повних виходів продуктів фотоподілу актинідів шляхом використання уточнених даних по виходах миттєвих нейтронів та їх залежності від маси уламків при розрахунках зарядових розподілів уламків за класичною формулою Вола) [7,8];

- на *четвертому етапі* провести аналіз повних виходів продуктів фотоподілу вказаних ядер у рамках мультимодальної моделі та підтвердити наявність структури у спектрах їх масових розподілів, яка пов'язана з впливом ядерних оболонок на процес формування уламків [2, 3].

У результаті використання симуляційних технологій були вперше отримані експериментальні значення відносних кумулятивних та повних виходів продуктів при фотоподілі ядер ^{232}Th (17 значень), ^{238}U (14 значень) і ^{239}Pu (13 значень) при граничній енергії гальмівних фотонів 17.5 MeV, які внесені у Міжнародну базу експериментальних даних EXFOR [9].

[1] GEANT4 10.7 Available: <https://geant4.web.cern.ch/support/download>

[2] TALYS-1.96. Available: <https://nds.iaea.org/talys/>

[3] GEF 2023/1.1. Available: <http://www.khschmidts-nuclear-web.eu/GEF-2023-1-1.html>

[4] Є.В. Олейніков, та ін., Авторське свідоцтво №113402 від 21.07.2022.

[5] Є.В. Олейніков, та ін., Свідоцтво про реєстрацію авторського права на твір №121291 від 15.08.2023 р.

[6] І.В. Пилицинець та ін. Свідоцтво про реєстрацію авторського права на твір № 120791 від 26.07.2023 р.

[7] Є.В. Олейніков та ін., Свідоцтво про реєстрацію авторського права на твір №120663 від 20.07.2023 р.

[8] Є.В. Олейніков, та ін., Свідоцтво про реєстрацію авторського права на твір №120664 від 20.07.2023 р.

[9] Experimental Nuclear Reaction Data Available: <https://www-nds.iaea.org/exfor/>

ДОЗИМЕТРИЧНА ОЦІНКА РАДІОХІРУРГІЧНИХ ПЛАНІВ ДЛЯ ЛІКУВАННЯ НА РІЗНИХ ДЕТЕКТОРАХ

К.В. Вільчинська¹, О.А. Безшийко², В.П. Вашишин¹,
Л.О. Голінка-Безшийко², Р.М. Зелінський³

¹Універсальна клініка «Оберіг», м. Київ

²Київський національний університет імені Тараса Шевченка, м. Київ

³Медичний центр ім. акад. Ю.П. Сніженка, м. Київ

e-mail: 5213003@oberig.ua

Променева терапія – це давно відомий спосіб лікування раку шляхом впливу на пухлини високоенергетичними фотонами. Метод лікування з використанням полів малого розміру і доставки дози з високим просторовим градієнтом називається стереотаксичною променевою терапією (SBRT). У випадку локалізації пухлин у головному мозку цей тип лікування називається стереотаксичною радіохірургією (SRS).

Після створення радіохірургічного плану лікування та перед тим, як лікар остаточно затверджує цей план, вкрай необхідно перевірити точність та відповідність доставки дози у реальному часі. Точність дозиметрії малих полів сильно залежить від використовуваних детекторів. Ідеальний детектор для дозиметрії малих полів повинен забезпечувати високу просторову роздільну здатність, високе співвідношення сигнал/шум, просторову однорідність і високу стабільність, а також бути еквівалентним воді та простим у клінічному використанні [1].

Точність доставки дози у радіохірургії має особливе значення через великі дози та малі радіаційні поля [2]. У випадку конвенційного лікування пацієнта за розміру поля 10 см x 10 см похибка положення екрануючої пелюстки MLC $\Delta x = 1$ мм вносить геометричну похибку доставки дози в 1%. Розглянемо випадок радіохірургії. За розміру поля 1 см x 1 см похибка положення пелюстки багатопелюсткового коліматора (MLC) $\Delta x = 1$ мм вноситиме похибку 10%. Люфт дози $\Delta D = 5\%$ у разі конвенційного лікування пацієнта РВД = 2 Гр становитиме 0,1 Гр. Люфт дози $\Delta D = 5\%$ у випадку лікування РВД = 24 Гр становитиме 1,2 Гр. Люфт дози може бути спричинений похибкою положення пелюсток багатопелюсткового коліматора (MLC), неточністю кута гентрі, неточністю положення щелеп.

У цьому дослідженні для дозиметричних перевірок радіохірургічного плану лікування використовувалися два різні детектори: радіохромна плівка EBT3 та SRS-детектор (IBA Dosimetry). Радіохромна плівка – це найбільш точний спосіб верифікації планів для лікування на сьогоднішній день. Роздільна здатність плівки – 25 μm . Роздільна здатність SRS-детектора – 0,4 мм, що поступається плівці. Однак SRS-детектор має ряд переваг над плівкою у

клінічному використанні. Завдяки достатньо високій роздільній здатності SRS-детектора (IBA Dosimetry), вимірювання на ньому можна порівняти з вимірюванням за допомогою плівки EBT3. Важливою перевагою SRS-матриці є її простота та зручність для верифікації планів. У рутинній роботі більшість фізиків віддають перевагу саме матриці для щоденного користування.

Опромінення проводилося на лінійному прискорювачі Varian TrueBeam (Varian Medical Systems, Palo Alto, CA, USA), а для розрахунку дози використовувалася система планування лікування Eclipse 16.1 (Varian Medical Systems, Palo Alto, CA, USA) з алгоритмом AcurosXB.

Стереотаксичний план променевої терапії з малими полями був створений з використанням компланарних полів VMAT. Була використана енергія 6 MV-FFF (flattering filter free). Для перевірки узгодженості дози на плівці та на SRS-детекторі був розрахований гамма-індекс (γ) у програмних забезпеченнях eFilmQA та myQA Patients відповідно. Гамма-індекс (γ) – це одна з найбільш часто використовуваних метрик для порівняння дозового розподілу, виміряного у 2D з детекторних решіток, та дозового розподілу, розрахованого системою планування лікування (TPS).

Критерії гамма-індексу становили 3%/3 мм, знехтувана порогова доза (threshold) становила 10%, а нормалізація гамма-індексу проводилася за глобальним максимумом дози. Остаточні показники гамма-індексу радіохірургічного плану з СВД = 27 Гр та РВД = 9 Гр на двох різних детекторах представлені у таблиці.

	eFilmQA	myQA Patients
Passing Value	89,92 %	82,6 %
Average Gamma Value	0,48	0,594

Перевагою радіохромної плівки, у порівнянні з матрицею детектора на основі напівпровідників, є краща просторова роздільна здатність, що дозволяє працювати з високими градієнтами дози у випадку сучасних радіохірургічних планів. Недоліком плівок, у порівнянні з іншими детекторами, є те, що вони одноразові. Їх використання потребує оцифрування зображення плівки та калібрування абсолютної дози.

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

[1] Pócza, Tamás et al., Comparison of three film analysis softwares using EBT2 and EBT3 films in radiotherapy (Radiology and oncology, 2020).

[2] Tahmasbi, Marziyeh et al., Particular Issues to be Considered in Small Field Dosimetry for TrueBeam STx Commissioning (Applied Radiation and Isotopes, 2023).

РОЗРОБКА РЕКОМЕНДАЦІЙ ЩОДО КОНТРОЛЮ ЯКОСТІ МЕДИЧНИХ ЛІНІЙНИХ ПРИСКОРЮВАЧІВ З ТЕХНОЛОГІЄЮ VMAT ТА IMRT

К.Г. Пінчук^{1,2}, О.А. Безшийко¹, Л.О. Голінка-Безшийко¹, О.О. Чигрин²

¹Київський національний університет імені Тараса Шевченка, м. Київ,

²Державне некомерційне підприємство «Національний інститут раку», м. Київ
e-mail: kateducationch@gmail.com

Модульована за інтенсивністю променева терапія (Intensity-Modulated Radiation Therapy, IMRT) та об'ємно модульована променева терапія (Volumetric Modulated Arc Therapy, VMAT) є останніми тенденціями лікування онкологічних пухлин променевій терапії і стають дедалі більше поширенні в Україні. Очікувано, що кількість медичних лінійних прискорювачів буде зростати в найближчі роки, тому актуальним є запровадження уніфікованої форми перевірки надійності використання таких машин.

Контроль якості медичного прискорювача – комплексний метод оцінки роботи прискорювача заряджених частинок. Це забезпечує гарантію формування коректної поглиненої дози для пацієнта та тривалий час безвідмовної роботи. Приймальний тест проводиться, щоб перевірити, чи параметри прискорювача знаходяться в заданих виробником межах. За результатами цього тесту формується плануюча система, що враховує реальні технічні характеристики прискорювача при формуванні лікувальної дози. Крім того, необхідні показники пізніше перевіряються протягом різних часових проміжків, щоб впевнитися, чи значення знаходяться в межах зазначеного ліміту, а якщо ні, то підлягають калібруванню чи ремонту.

Організація контролю якості прискорювачів у закладах охорони здоров'я України зазвичай впроваджується на основі TRS-398 [1], TG-142 [2]. Проте, важливо зазначити, що в українському законодавстві відсутні чіткі вимоги щодо проведення перевірки технічних характеристик прискорювача. Інформація про необхідність наявності безпекового технічного устаткування (система блокування та сигналізації, двосторонній переговорний зв'язок та система відеонагляду за пацієнтами, система блокування витоку іонізуючого випромінювання, засоби аварійного відключення прискорювача та інше) медичних прискорювачів наведена в ОСПУ-2005, НРБУ-1997, Вимогах до системи управління якістю проведення діагностичних та терапевтичних процедур з використанням джерел іонізуючого випромінювання, Правилах з радіаційної безпеки прискорювачів електронів та інше. Однак відсутня інформація щодо інших важливих характеристик, зокрема дозиметричних. Отже є доцільним сконцентрувати вимоги щодо наявності та перевірки справності таких систем, та вимог до відхилень їх параметрів

Основною ідеєю роботи є розробка проекту вимог щодо проведення контролю якості медичних прискорювачів з технологіями VMAT та IMRT в

українських закладах охорони здоров'я. Результатом є форми-бланки для заповнення фахівцями з медичної фізики і подальшого їх контролю регулятором.

Відповідно до [2] контроль якості прискорювача має проводитися щоденно, щомісячно та щорічно (за необхідності перевірку деяких параметрів можна проводити частіше). При проведенні контролю якості необхідно притримуватися певного порядку етапів. Першим перевіряється безпекова складова, другим – механічна (збіг симетричного світлового та радіаційного поля, лазерна локалізація, кут повороту гентрі та стола та інше). Останньою проводиться перевірка дозиметричних параметрів (рівномірність та симетрія профілю пучків, трансмісія багатопелюсткового коліматора та інше), похибка яких, в свою чергу залежить від точності розташування, тобто від механічних показників. Щоденний тест справності включає перевірку первинних параметрів, що забезпечують безпеку пацієнта та персоналу. Це швидкі тести, які мають більші допустимі межі похибок вимірювальних компонентів. Щомісячний тест включає використання водного фантому та має помірну складність. Найскладнішим та громіздким є щорічний тест, що включає перевірку всього обладнання на відповідність параметрам, встановленим під час введення в експлуатацію обладнання. Розробляючи програму забезпечення якості прискорювача, важливо вивчити методи вимірювання, які прості, швидкі та відтворювані. Процедури тестування повинні мати можливість розрізняти зміни параметрів менше, ніж рівні толерантності або дії (наприклад, тест має бути достатньо точним, щоб два стандартні відхилення у вимірюванні параметра були меншими за рівень дії).

Як зазначалось раніше, передбачається, що створені в рамках даної роботи протоколи можуть використовуватися як рекомендації регулятора, що є важливим для покращення культури безпеки закладів охорони здоров'я та стимулом відповідального ставлення до радіаційної безпеки.

Подальшими кроками щодо покращення контролю якості функціонування медичних лінійних прискорювачів можуть стати: розробка інструкцій з описом стандартних операцій щодо проведення та імплементації контролю якості в закладах охорони здоров'я, перегляд створених рекомендацій у відповідності до майбутніх новітніх технологій.

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

[1] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water, Technical Reports Series No. 398, IAEA, Vienna (2000).

[2] «Quality assurance of medical accelerators», American Association of Physicists in Medicine Task Group Report 142, Eric E. Klein et al., Medical Physics

THREE MODELS, MSSM, 2HDM, NMSSM, FOR SUPERSYMMETRY SEARCHES AT THE LHC

T.V. Obikhod, I.O. Petrenko

*Institute for Nuclear Research NAS of Ukraine, Kyiv
e-mail: obikhod@kinr.kiev.ua*

A key success of the LHC is the discovery of the Higgs boson. Since the LHC was built primarily to search for new physics beyond the standard model (BSM), it is the experimental work determining the properties of the Higgs boson that is fundamental in the further searches for BSM physics, [1]. Physics beyond SM is represented by many models, among which supersymmetry (SUSY) plays a leading role, since it solves many problems of theoretical physics, including the problem of hierarchy. The multiplicity of processes associated with proton-proton collisions leads to the need for precision measurements of the parameters of the corresponding processes. Since there are many supersymmetric models related to the properties of vacuum and used in experimental searches for SUSY, we decided to simulate Higgs boson production cross sections for the three most popular models: MSSM [2], 2HDM [3], NMSSM [4]. We have calculated the production cross sections of the Higgs boson at 13 TeV and 14 TeV for gluon-gluon and bottom-bottom fusions, presented in Figure 1, for different sets of parameters.

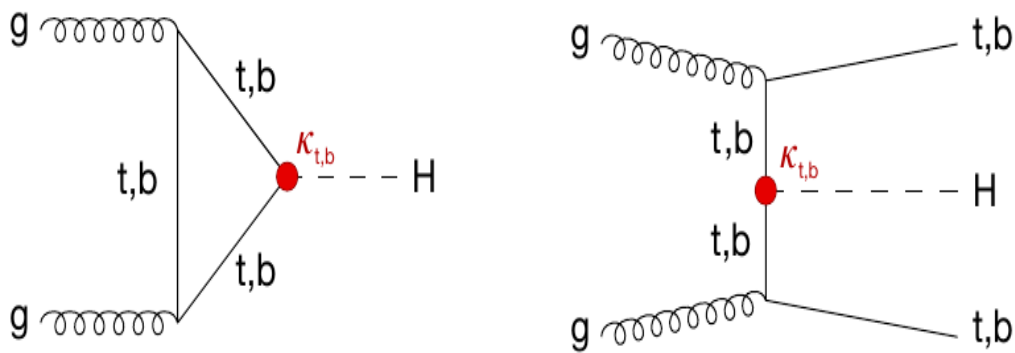


Figure 1. Feynman diagrams for the leading Higgs boson interactions: left - Higgs boson production in ggH , right - associated production with a top or bottom quark pair (ttH or bbH), [5].

The parameter space for the three models, taken from experimental constraints and preliminary parameters for the search for SUSY, is given in Table 1

Table 1

The parameter space for the three models

MSSM		2HDM		NMSSM
$\tan\beta = 5$ $m_h = 120.76$ $m_H = 149.11$ $m_A = 130$	1 scenario	$\tan\beta = 5$ $m_h = 125$ $m_H = 150$ $m_A = 300$	1 scenario	$\tan\beta=4$ $m_{H1}=65.3$ $m_{H2}=125.7$ 1 $m_{H3}=998.5$ 9 $m_{A1}=74.34$ $m_{A2}=997.6$ 6
$\tan\beta = 2$ $m_h = 125.76$ $m_H = 600$ $m_A = 360$	2 scenario	$\tan\beta = 5$ $m_H = 500$ $\sin(\alpha - \beta) = 0.5$	2 scenario	

The calculation results are presented in Table 2

Table 2

Comparison of calculations of Higgs boson production cross sections for two scenarios within two models

MSSM	2HDM
1 scenario	1 scenario
$ggh/bbh \sim 2.3$ $ggH/bbH \sim 6.6$ $bbA/ggA \sim 1.88$	$ggh/bbh \sim 11$ $ggH/bbH \sim 2.4$ $ggA/bbA \sim 10^4$
2 scenario	2 scenario
$ggH/bbH \sim 429$ (14 TeV) $ggH/bbH \sim 451$ (13 TeV) $ggh/bbh \sim 15.2$ $bbA/ggA \sim 0.004$	$ggH/bbH \sim 10^5$ $ggh/bbh \sim 10^5$ $ggA/bbA \sim 10^4$

The received results for three models can be summarized as follows:

- *NMSSM has the MAXIMUM CONTRIBUTION to the cross section;*
- *An increase in energy leads to an increase in cross sections;*
- *An increase in energy almost does not change the ratio of cross sections for 2HDM_13_14(h,ggh)/NMSSM_13_14;*

- *The cross section is larger for the NMSSM model for (h,H) and for the 2HDM model for the A boson;*
- *There is no increase in the cross section in the 2HDM model for the A boson;*
- *2nd scenario MSSM $ggH/bbH \sim 429$ (14 TeV)-451 (13 TeV) and 2nd scenario $bbA/ggA \sim 0.004$;*
- *2HDM 2 scenario $ggh/bbh \sim 10^5$, 2 scenario $ggH/bbH \sim 10^5$, 1 scenario $ggA/bbA \sim 10^4$, 2 scenario $ggA/bbA \sim 10^4$.*

- [1] Elena Pompa Pacch, ATL-PHYS-PROC-2023-029 (4 July 2023).
- [2] Stephen P. Martin. Advanced Series on Directions in High Energy Physics. 18: 1–98. arXiv:hep-ph/9709356 (1997).
- [3] Branco, G. C.; Ferreira, P.M.; Lavoura, L.; Rebelo, M.N.; Sher, Marc; Silva, João P. Physics Reports. 516 (1). Elsevier: 1–102. arXiv:1106.0034 (July 2012).
- [4] Ellwanger, U.; Hugonie, C.; Teixeira, A. M. Physics Reports. 496 (1–2): 1–77. arXiv:0910.1785 (2010).
- [5] The CMS Collaboration. Nature 607, 60 (2022).

ЕКСПРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ПЕРЕРІЗУ РЕАКЦІЇ $^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164\text{m,g}}\text{Ho}$

П. С. Деречкей, З. М. Біган, М. П. Візенко

Інститут електронної фізики НАН України, м. Ужгород

e-mail: derecskei89@gmail.com

Дослідження фотоядерних реакцій при низьких і середніх енергіях – важливе джерело інформації як про структуру атомних ядер, так і про механізм цих реакцій. Одним із напрямків цих досліджень є виміри ймовірності утворення дочірніх ядер у певних квантових станах. До категорії таких задач належить і вивчення збудження ізомерних станів у (γ, n) реакціях [1]. Потреба у нових уточнених даних зі збудження ізомерних станів зумовлена цілим рядом задач як ядерної фізики (опис механізму реакції, уточнення функції розподілу густини рівнів і т.д.), так і суміжних напрямків – активаційний аналіз, вивчення процесів нуклеосинтезу.

Метою даної роботи є продовження вивчення важкого деформованого ядра ^{165}Ho . Збудження утвореного в реакції $^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164\text{m,g}}\text{Ho}$ дочірнього ядра ^{164}Ho знімається каскадом γ -переходів, останній з яких – вирішальний – заселяє або ізомерний, або основний стан. Ізомерний стан ядра ^{164}Ho характеризується спін-парністю $J^\pi=6^-$, енергією 139.8 кеВ та періодом напіврозпаду $T_{1/2}=37.0$ хв. Інтенсивність заселення ізомерного стану, так як ядро гольмію-164 нестабільне, визначалась по гамма-лінії $E_m = 37.5$ кеВ, а основного стану – як середнє інтенсивності двох ліній $E_g = 73.5$ кеВ і $E_g = 91.5$ кеВ.

Для вивчення реакції $^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164\text{m,g}}\text{Ho}$ використовувалась активаційна методика. Дослідження проводилися на пучку гальмівних гамма-квантів мікротрона М-30 Інституту електронної фізики НАН України. З результатів експериментальних вимірів визначалась кількість зареєстрованих імпульсів від розпаду ізомерного і основного станів. Вимірювання гамма-ліній проводилося в області енергій $E_{\gamma\text{max}}=10.0 - 18.0$ МеВ, тобто в діапазоні енергій гігантського дипольного резонансу (ГДР), який є головною особливістю в перерізах взаємодії гамма-квантів з ядрами. Крок вимірів складав $\Delta E=0.5$ МеВ.

За числом зареєстрованих імпульсів у фотопіках, обумовлених розпадом ізомерного і основного станів як результатом (γ, n) реакції при опроміненні в пучку гальмівних гамма-квантів, розраховувалися ізомерні відношення за формулою [2]. В результаті проведених розрахунків одержані експериментальні ізомерні відношення виходів $\eta=Y_m/(Y_m+Y_g)=1/(1+1/d)$ (Y_m – ізомерний вихід, Y_g – основний вихід) в залежності від максимальної енергії гальмівного спектра $\eta=f(E_{\gamma\text{max}})$ в області енергій ГДР.

Виміряні експериментальні залежності ізомерних відношень дозволяють, використовуючи наявні дані про повні перерізи реакції $^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164}\text{Ho}$,

розрахувати парціальні перерізи збудження ізомерних станів у реакції $^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164\text{m,g}}\text{Ho}$. Розрахунок перерізу σ_m проводився методом оберненої матриці [3] з кроком $\Delta E = 0.5$ MeV. У процесі розрахунку перерізу $\sigma_m(E_\gamma)$ використано криву $\eta(E_{\gamma\text{max}})$, одержану в результаті підгонки експериментальних даних кривою Больцмана. Досягнуто узгодження з наступними величинами підгоночних параметрів: $A = 0.63803 \pm 0.25482$, $B = 0.31901 \pm 0.00276$, $E_0 = (5.96688 \pm 1.118)$ MeV і $\Delta E_1 = (2.66851 \pm 0.185)$ MeV.

На рис. 1 представлені розраховані експериментальні перерізи $\sigma_m(E_\gamma)$ для ізоотопу ^{164}Ho . Переріз має двогорбку форму з максимумами $\sigma_m = 100.93$ мб при енергії 12.5 MeV і $\sigma_m = 108.79$ мб – при енергії 14.5 MeV.

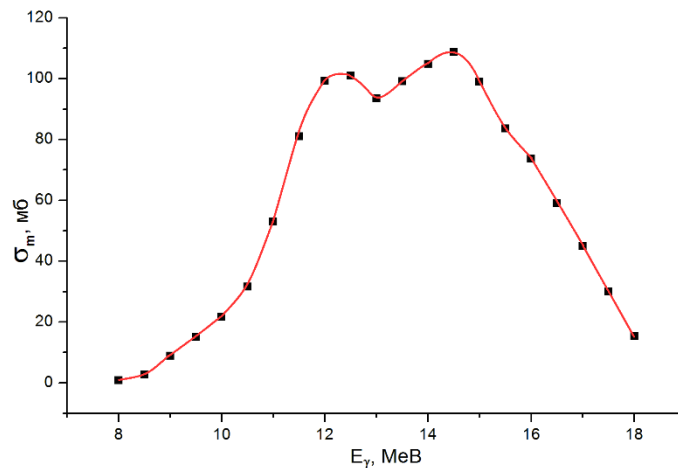


Рис. 1. Експериментальні перерізи реакції $^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164\text{m,g}}\text{Ho}$.

- [1] В. М. Мазур, ЭЧАЯ, Т.31, вып.2, 385 (2000).
- [2] R. Vanska, R. Rieppo, Nucl. Instrum. and Meth, 179, 525, (1981).
- [3] O. V. Bogdankevich, F. A. Nikolaev, Methods in Bremstrahlung Research (Academic Press, New York, 1966).

УДОСКОНАЛЕННЯ РАДІАЦІЙНОГО ЗАХИСТУ БУНКЕРА МЕДИЧНОГО ЛІНІЙНОГО ПРИСКОРЮВАЧА З ЕНЕРГІЄЮ 10 MeV

Б.М. Бондар^{1,2}, Є.В. Кудряшова³, Д.О. Бєлих³, В.І. Тесленко⁴

¹Національний технічний університет України «КПІ ім. Ігоря Сікорського»,
Київ, Україна

²Відділ радіаційної безпеки і дозиметричного контролю, Клінічна лікарня
«Феофанія» Державного управління справами, Київ, Україна

³Державний науково-технічний центр з ядерної та радіаційної безпеки,
Київ, Україна

⁴ТОВ «Науково-виробниче підприємство «Аналіттехцентр»», Київ, Україна
e-mail: borys.bondar@gmail.com

Типові бункери для променевої терапії з використанням лінійних прискорювачів (ЛП) містять вхідні лабіринти для мінімізації радіаційного захисту вхідних дверей і дотримання допустимих доз ззовні бункера. Не зважаючи на схожість геометрії бункерів, кожен з них розробляється за індивідуальним проектом виходячи з характеристик ЛП та його розміщення всередині бункера. Іноді у проектних розрахунках виникають невідповідності між параметрами бункера і вхідного лабіринту, що спричинено неточністю або відсутністю вихідних експлуатаційних даних, таких як потужність дози в ізоцентрі, відсоток випромінювання витоку, завантаженість ЛП, розміщення ізоцентра, коефіцієнти зайнятості приміщень тощо. Один з таких випадків мав місце у 2023 році в медичному центрі Києва, де було встановлено ЛП «Elekta Infinity» з максимальною енергією 10 MeV у бункері, спроектованому під цей прискорювач без врахування нейтронного випромінювання. Згідно міжнародних рекомендацій у більшості випадків такий підхід є прийнятним [1]. Тим не менше, вхідний лабіринт бункера виявився занадто коротким відносно радіаційного захисту вхідних дверей від нейтронного випромінювання, що призвело до перевищення встановленого регулятором ліміту дози.

Для зменшення потужності дози ззовні бункера біля входу були проведені вимірювання гамма-спектра й потоку нейтронів у околі вхідних дверей і всередині лабіринту для визначення параметрів полів іонізуючого випромінювання в реперних точках, які використовувалися у проектних розрахунках. Розглянуто різні варіанти встановлення додаткового захисту, ефективність яких верифікувалася MCNP симуляціями (рис.1).

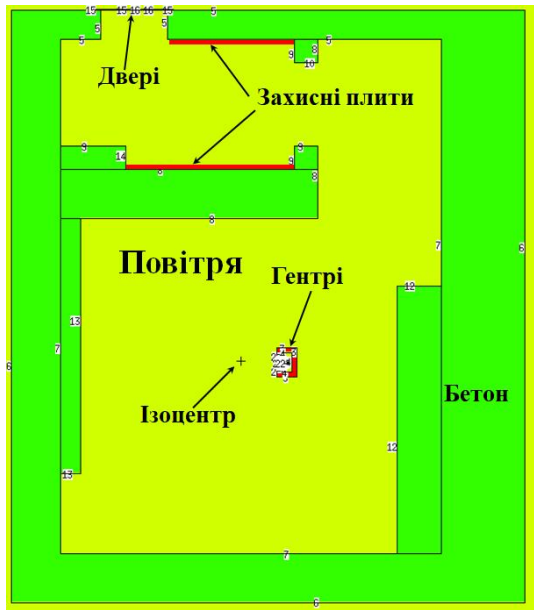


Рис.1. MCNP модель бункера і захисні плити всередині лабіринту

Найбільш оптимальним варіантом виявилися плити з борованого (5% за вагою) парафіну товщиною 40 мм на стінах лабіринту, що згідно моделювання забезпечувало зменшення потужності дози від нейтронного випромінювання в околі вхідних дверей на 54%. Після виготовлення і встановлення плит, потужність дози зменшилася на 52,2%, що добре узгоджується з очікуваними результатами MCNP симуляцій. Було показано, що нейтронний потік всередині лабіринту після встановлення плит також зменшився приблизно вдвічі. Такий пасивний захист також може бути встановлений безпосередньо всередині процедурної, мінімізуючи нейтронне опромінення на пацієнтів, що проходять високоенергетичну променеву терапію.

[1] IAEA Report “Radiation protection in the design of radiotherapy facilities”, Safety Report Series” №47, 2006.

[2] Nooshin Banaee, Kiarash Goodarzi, Hassan Ali Nedaie, Neutron contamination in radiotherapy processes: a review study, Journal of Radiation Research, Volume 62, Issue 6, November 2021, Pages 947–954, <https://doi.org/10.1093/jrr/rrab076>.

ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ НА ФОСФОРЕСЦЕНЦІЮ ЗРАЗКІВ НЕЛЕГОВАНОГО ФТОРИДУ ЛІТІЮ, ОПРОМІНЕНИХ ЕЛЕКТРОНАМИ З ЕНЕРГІЄЮ 18 MeV

О.М. Поп, І.Г. Мегела, В.І. Роман, І.В. Пилипчинець, Є.В. Олейников,
О.Папп, І.Ю. Роман, В.Т. Маслюк, М.П. Візенко, Й.Й. Гайніш

Інститут електронної фізики НАН України, м. Ужгород
e-mail: oksana_pop@i.ua

Відомою є потреба забезпечення дозиметричного контролю пацієнтів та персоналу медичних прискорювачів. Енергія ядерних частинок у цих прискорювачах становить $\geq 5-6$ MeV. Тому, крім процесів іонізації речовини, суттєвим стає радіаційне дефектоутворення і його залежність від умов опромінення: щільності потоку та температури. Вирішення такої задачі потребує комплексного підходу, який включає пошук як нових дозиметричних матеріалів, так і нових дозиметричних методик. Натепер, значна частина дозиметричних вимірів проводиться з використанням методики термостимульованої люмінесценції (ТСЛ) та матеріалів, поглинальна здатність радіації яких є близькою до біологічної матерії. Цим умовам задовольняють нелеговані кристали LiF, які застосовують для таких досліджень, проте, як встановлено в недавніх експериментах [1], при дозиметричних ТСЛ вимірах слід враховувати явище фосфоресценції, – після радіаційне спонтанне висвічування, залежність якого від температури є мало вивченою.

У даній роботі представлені результати дослідження впливу температури на характеристики фосфоресценції зразків нелегованого LiF, структура енергетичних рівнів в забороненій зоні якого створюється не шляхом легування, а системою власних технологічних дефектів, структурних комплексів. Вивчалися люмінесцентні характеристики зразків LiF, розмірами $1\text{см} \times 1\text{см}$ товщиною 1 мм, опромінені на мікротроні М-30 відділу фотоядерних процесів ІЕФ НАН України, в пучку електронів з енергією 18 MeV при температурі 18°C . Однорідність поля опромінення забезпечувалася спеціальним формувачем потоку електронів, що містив тонку 0,1 мм фольгу Ta, і була не гіршою 3%. Радіаційні умови на площині опромінення, де розміщувалися досліджувані зразки нелегованого LiF, контролювалися циліндром Фарадея, який попередньо використовувався для калібрування напівпрозорого монітора вторинної емісії мікротрона М-30. Це дозволяло контролювати флюенс потоку електронів для кожного циклу опромінення зразків на площині, де були розміщені зразки. Фіксація дози опромінення здійснювалася інтегратором струму електронів, показники якого виводяться на монітор електронного пульта управління мікротрона М-30. Для даного експерименту було проведено 3 цикли опромінь зразків з постійною щільністю потоку електронів у $7 \cdot 10^9 \text{ ел} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ та флюнсом $5 \cdot 10^{11} \text{ ел} \cdot \text{см}^{-2}$.

Виміри кривих спаду інтенсивності фосфоресценції зразків нелегованого LiF проводилися з мінімальною затримкою (~ 90 s) після закінчення опромінення. Завданням експерименту було встановлення залежностей при фіксованих температурах нагріву зразків 20°C , 25°C , 30°C . Вимірювання здійснювалась на установці для вимірювання ТСЛ з використанням фотоелектронного помножувача ФЕУ-106 у режимі рахунку фотонів, модифікований для цілей даного експерименту. Зокрема, було розроблено спеціальне оснащення та програмне забезпечення, яке дозволяло регулювати систему нагріву та стабілізацію температури опромінених зразків.

На рис. 1 наведено графіки часової зміни інтенсивності фосфоресценції для різних значень температури досліджуваних зразків нелегованого LiF. Їх особливістю є пікоподібна залежність спаду фосфоресценції з часом, що пояснюється як люмінесцентна реакція зразків на підйом їх температури від кімнатної до фіксованої температури вимірювання.

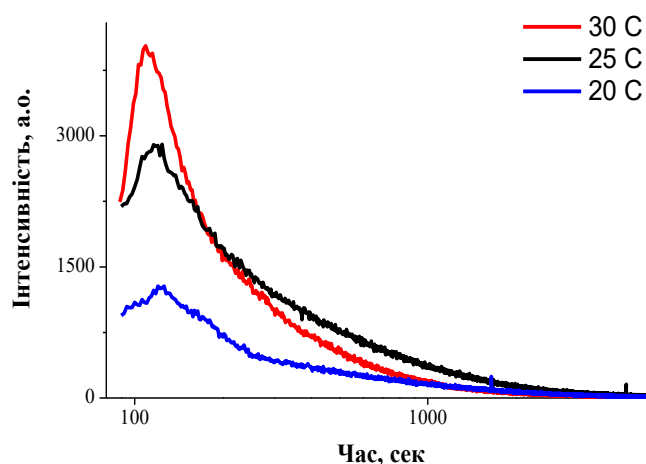


Рис. 1 – Кінетика спаду фосфоресценції опромінених зразків нелегованого LiF в залежності від температури вимірювання

Встановлено (див. рис.1), що на початковому етапі (до ~ 300 сек) крива описується експоненціальним законом, а спадні ділянки фосфоресценції, починаючи з $t = 300$ сек., добре апроксимуються відомою гіперболою Беккереля. Як видно з рисунка, вплив температури на фосфоресценцію опромінених зразків є суттєвим на початкових етапах вимірювання.

У роботі [1] було показано, що на відміну від характеристик ТСЛ опромінених дозиметричних матеріалів, які вказують лише на величину запасеної радіаційної енергії, часові характеристики фосфоресценції є чутливими, окрім умов опромінення (енергії прискорених електронів та їх інтенсивності), також до температури їх вимірювання. Поєднання методів дослідження ТСЛ та фосфоресценції опромінених зразків може дати кращу інформацію про умови опромінення.

[1] V.T. Maslyuk, I.G. Megela, B. Obryk & T.O. Vieru-Vasilitsa, Radiation Effects and Defects in Solids 172 (11–12), 1 (2017).

РЕДЖЕ-ДУАЛЬНА МОДЕЛЬ СТРУКТУРНОЇ ФУНКЦІЇ ПРОТОНА

В ШИРОКІЙ КІНЕМАТИЧНІЙ ОБЛАСТІ

О.І. Лендел

*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород
e-mail: alexanderlengyel39@gmail.com*

Структурна функція протона F_2 у всій області змінної Бйоркена $0 \leq x \leq 1$ та при $Q^2 (\leq 5 \text{ GeV}^2)$ описується окремо в області $x \leq 0.1$ за допомогою традиційного Редже-наближення [1], а в області $x \geq 0.1$ – в рамках Редже-дуальної моделі, що базується на нелінійних комплексних траєкторіях Редже у формі N та Δ ізобарних резонансів, дуальних до ефективної бозонної f траєкторії в перехресному каналі і гладкого фону на основі екзотичних траєкторій, дуальних до померона [2]. Виникає ідея об'єднати ці два підходи, в першу чергу, для адекватного врахування фону при описанні багатого набору точних даних (3500 експериментальних точок), отриманих на CLAS детекторі лабораторії Джефферсона (США) [3]. Для цього була модифікована несинглетна частина структурної функції протона F_2 у традиційній Редже-моделі, яка у той же час відіграє роль фону в Радже-дуальній моделі.

Для описання структурної функції в кінематичній області $x < 0.1$ скористаємося однією з успішних моделей СКМТ [1], що базується на Радже теорії. На даний момент існуючі експериментальні дані структурних функцій F_2 при помірних Q^2 можуть успішно бути описані Радже моделями без необхідності врахувати будь-яку еволюцію в рамках КХД. В цій моделі структурна функція F_2 складається з синглетної і несинглетної частин. Синглетній частині відповідає внесок Померона. Несинглетній частині відповідають вторинні реджеони (f , A_2). Підгонка $F_2(x, Q^2)$ для низьких $x < 0.1$ і $Q^2 < 5 \text{ GeV}^2$ дає хороший результат описанню доступних експериментальних даних з невеликою кількістю вільних параметрів.

Згодом були отримані нові дані інклюзивних ep -перерізів у області резонансу ($x > 0.1$) і $Q^2 < 4.7 \text{ GeV}^2$ у згаданій лабораторії JLab CEBAF на детекторі CLAS [3]. З метою описання цих нових даних структурної функції протона F_2 в резонансній області нами була розроблена дуальна модель, що поєднує партон-адронну та резонансно-реджевську дуальність [2]. В основу цієї моделі було покладено ідею реджеізації резонансів як у s -, так і в t -каналах. Замість нелінійної комплексної Редже траєкторії враховується внесок окремого резонансу. Результируюча амплітуда розсіювання є комплексною функцією мандельштамівських змінних та змінної Q^2 . У системі γ^*p існує велика кількість резонансів, але лише деякі з них можна добре ідентифікувати. Тому замість ідентифікації кожного окремого резонансу розглядаються деякі «ефективні» внески резонансу. В моделі використано підхід, за допомогою якого

враховується продовження дуальної амплітуди поза масовою оболонкою з нелінійними комплексними траєкторіями Редже. У двокомпонентній картині сильної взаємодії резонанси у прямому каналі дуальні Радже обміну в крос-каналі, а гладкий фон в s-каналі дуальний обміну помероном в t-каналі. Як пояснюється в [2], фон у дуальній моделі відповідає полюсному члену з екзотичною траєкторією, яка не генерує жодного резонансу. Використовувані траєкторії містять найлегший поріг $s_0 = (m_\pi + m_p)^2$, що генерує уявну частину, а також важкі пороги, що дають дійсну частину. Екзотичні траєкторії приймають аналогічний вигляд. В моделі [2] була виконана підгонка до даних JLab [3] з урахуванням лише внеску від трьох помітних резонансів, а саме $\Delta(1232)$, $N(1520)$ і $N(1680)$, що відповідає трьом баріонним траєкторіям з одним резонансом на кожній. В свою чергу, для кращого описання в [2] було враховано два доданки фону. Модель, побудована у такий спосіб, має 23 вільних параметри: кожен резонанс характеризується трьома (перетин фіксований) коефіцієнтами, що описують відповідну траєкторію Редже плюс дві спіральні амплітуди фотопродукції. Отримана в [2] відповідність даним CLAS відмінна ($\chi^2/\text{dof}=1,3$).

Замість двох окремих підходів описання структурної функції протона F_2 в різних областях змінної x запропоновано єдиний несинглетний внесок у моделі СКМТ [1] для описання структурних функцій F_2 в області $x < 0.1$ та внесок фону для описання структурної функції протона F_2 в резонансній області $x > 0.1$. В результаті для описання структурної функції протона F_2 у всій області $0 \leq x \leq 1$ маємо всього 17 вільних параметрів замість 7 параметрів у моделі СКМТ [1] та 23 – в моделі FFJL [2]. При цьому нами отримано якісне узгодження з експериментом $\chi^2/\text{dof}=3.80$.

- [1] A.Capella, A.B.Kaidalov, C.Merino and J.Tran Than Van. Structure functions and low x physics // *Phys. Lett. B* 1994, v337, p. 358.
- [2] R. Fiore, A.Flachi, L.L.Jenkowszky, A.I.Lengyel, V.K.Magas. kinematically complete analysis of the clas data on the proton structure function F_2 in regge-dual model // *Phys.Rev. D* 68, 2003, 1140-505.
- [3] M. Osipenko et al. Kinematically complete measurement of the proton structure function F_2 in the resonance region and evaluation of its moments // *Phys.Rev. d* 67 2003. 092001.

УМОВИ ПЛАЗМОВОГО СИНТЕЗУ ТОНКИХ ПЛІВОК У СУМІШІ АРГОНУ З ПАРАМИ ТЕЛУРУ

М.М. Фелдій, О.М. Конопльов, О.Й. Миня, О.К. Шуайбов, Р.В. Грицак,
З.Т. Гомокі, І.В. Шевера, М.О. Маргітич, А.І. Погодін, М.М. Поп, В.В. Данило

*ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Народна пл.3, м. Ужгород
e-mail: mike.feldiy@gmail.com*

Протягом останніх десятиліть телур—хімічний елемент з групи халькогенів, який має низку специфічних властивостей — широко застосовується в різних галузях. За останні роки розроблено нові методи синтезу різноманітних наноструктур телуру з контрольованим складом і формою, що робить їх привабливими для різноманітних застосувань, таких як виготовлення нанодротів, батарей, фотоприймачів та інших пристроїв [1]. Одним з головних застосувань наноплівки телуру є оптоелектроніка, де вони використовуються для створення ефективних сонячних елементів і фотодетекторів завдяки їх високому показнику заломлення.

Виготовлення наноплівки телуру зазвичай включає передові методи осадження, такі як хімічне осадження з парової фази (CVD), атомно-шарове осадження (ALD) або фізичне осадження з парової фази (PVD). Ці методи дозволяють точно контролювати товщину, склад і морфологію наноплівки, дозволяючи адаптувати їх властивості для конкретних застосувань. Також одним із фізичних методів синтезу металевих наноструктур є метод осадження з плазми перенапруженого наносекундного розряду, який доповнюється ультрафіолетовим випромінюванням тієї ж плазми [2].

Раніше високочастотні безелектродні лампи з телуrom були використані для оцінки кінетики концентрації атомів телуру методом лінійного поглинання під час імпульсного фотолізу парів телуру [3]. А в роботі [4] було представлено дослідження часової поведінки емісії телуру, водню і гелію в плазмі капілярного діелектричного бар'єрного розряду в аналітичних умовах.

В доповіді представлено результати дослідження характеристик газорозрядної УФ-лампи з накачуванням наносекундним розрядом між електродами з телуру в аргоні.

Дослідження характеристик перенапруженого наносекундного розряду (ПНР) в аргоні проводилось з використанням розрядної камери, виготовленої з оргскла. Блок-схема експериментальної установки наведена в [2]. Віддаль між електродами, виготовленими з телуру, складала $d = 2$ мм. Для запалювання ПНР на телурові електроди розрядної камери подавались біполярні імпульси високої напруги тривалістю 100–150 нс, амплітудою $\pm(20-40)$ кВ. Частота слідування імпульсів напруги знаходилася в діапазоні 80–1000 Гц. Розрядний проміжок був перенапружений, що створювало сприятливі умови для формування пучка «електронів-втікачів» високої енергії та супутнього рентгенівського випромінювання [2].

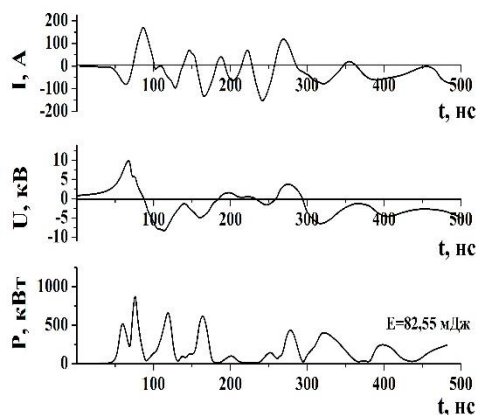


Рис.1. Осцилограми струму, напруги та імпульсної потужності розряду між електродами з Те при віддалі 2 мм при тиску повітря 101 кПа.

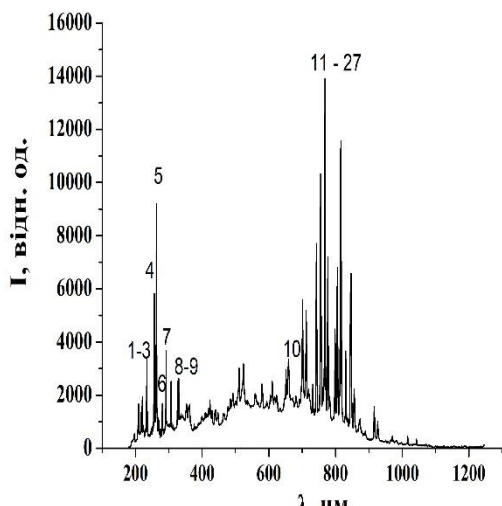


Рис.2. Спектр випромінювання розряду між електродами з Те при тиску аргону 101 кПа ($f=1000$ Гц, $d=2$ мм).

Осцилограми напруги, струму та імпульсна потужність для ПНР між електродами з телуру при тиску аргону 101 кПа приведені на рис.1. Для ПНР амплітуда напруги однієї полярності на електродах досягала ≈ 10 кВ, а струму близько 170 А. Максимальна імпульсна потужність ПНР при цьому становила $\approx 0,9$ МВт в часовому інтервалі 70–90 нс від початку його запалювання, а енергія в окремому електричному імпульсі складала 82.55 мДж.

УФ-випромінювання наносекундного розряду на основі аргону і парів телуру (рис.2) було представлено інтенсивними спектральними лініями атомів TeI 208.117, 214.281, 225.903, 276.96 нм (лінії 1-3,6) та іонів TeII 253.07, 259.11, 285.82, 304.69, 321.12 нм (лінії 4,5,7-9). Найбільш інтенсивною була лінія 259.11 нм TeII (5). В області спектра $\Delta\lambda=700-900$ нм спостерігалось випромінювання на переходах атома аргону (лінії 11–25). У плазмі наносекундного розряду між електродами з телуру в аргоні імовірною причиною утворення збуджених атомів і іонів телуру є процеси збудження електронами та діелектронна рекомбінація. Цей тип розряду може використовуватися як джерело світла для автоматичного опромінення підкладки та формування

плівки телуру за допомогою УФ випромінювання атомів та іонів телуру.

- [1] Zhen He, Yuan Yang, Jian-Wei Liu, Shu-Hong Yu, Chem. Soc. Rev. 46, 2732 (2017).
- [2] O.K. Shuaibov, A.O. Malinina, Progress in Physics of Metals, 22, 382 (2021).
- [3] A.P. Ubelis, U.V. Btrzinsh, Physica Scripta 28, 171 (1983).
- [4] S. Burhenna, J. Kratzerb, J. Franzkea, Spectrochimica Acta Part B 171, 105936 (2020).

МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ ПЕРОВСКІТІВ З ІОНІЗУЮЧИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ

Орлов Владислав, Безшийко Олег, Голінка-Безшийко Лариса

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ
e-mail: orlov.vlad.serg@gmail.com

Нещодавній прогрес у дослідженні матеріалів для виявлення іонізуючого випромінювання значно пожвавився завдяки появі нових напівпровідників, відомих як гібридні органічно-неорганічні галогенідні перовскіти (англ. «organic-inorganic halide perovskites (OIHP)»). На відміну від традиційних повністю неорганічних напівпровідників, ОІНР пропонує ексклюзивну комбінацію переваг для виявлення іонізуючого випромінювання напряму: простий процес синтезу кристала з розчину при низькій температурі, висока зупиняюча здатність завдяки наявності атомів з високим Z , висока мобільність носіїв заряду та значна толерантність до дефектів [1,2].

Метою даної роботи є моделювання взаємодії іонізуючого випромінювання з перовскітом методами Монте-Карло з використанням пакету програмного забезпечення Allpix2 для передбачення властивостей цієї взаємодії та можливості подальшого використання перовскітів у комп'ютерних симуляціях.

Allpix2— пакет програмного забезпечення для моделювання напівпровідникових трекерів та вершинних піксельних детекторів, написаний на сучасному C++. Розробники ставили собі за мету забезпечити повний і простий у використанні пакет для моделювання відгуку детекторів від моменту потрапляння у нього іонізуючого випромінювання до формування цифрового сигналу [3].

Наразі Allpix2 підтримує лише обмежений набір напівпровідникових матеріалів, що найбільш широко використовуються у галузі ядерної фізики та фізики високих енергій, таких як кремній, германій, арсенід галію, нітрид галію, телурид кадмію, CdZnTe, діамант та карбід кремнію. При цьому наявна велика кількість моделей переносу заряду (Якобіні-Каналі, Каналі, Гамбург, Масетті та ін.), рекомбінації та часу життя (Шоклі-Рід-Хол, Оже), моделей утворення пасток, які дозволяють детально відтворити складні процеси руху зарядів у перовскіті, як зазначено у [4].

Пучок нейтронів з енергією 2,5 MeV, що проходить через кристал MAPbBr_3 розміром $1 \times 1 \times 1 \text{ см}^3$ (рис. 1 а), моделюється в програмному пакеті Allpix2. Моделювання включає 100 подій, кожна подія відповідає одному нейтрону, що

пройшов через матеріал детектора. Зелені лінії відповідають трекам нейтронів, сині та червоні – частинкам протонів та електронів відповідно.

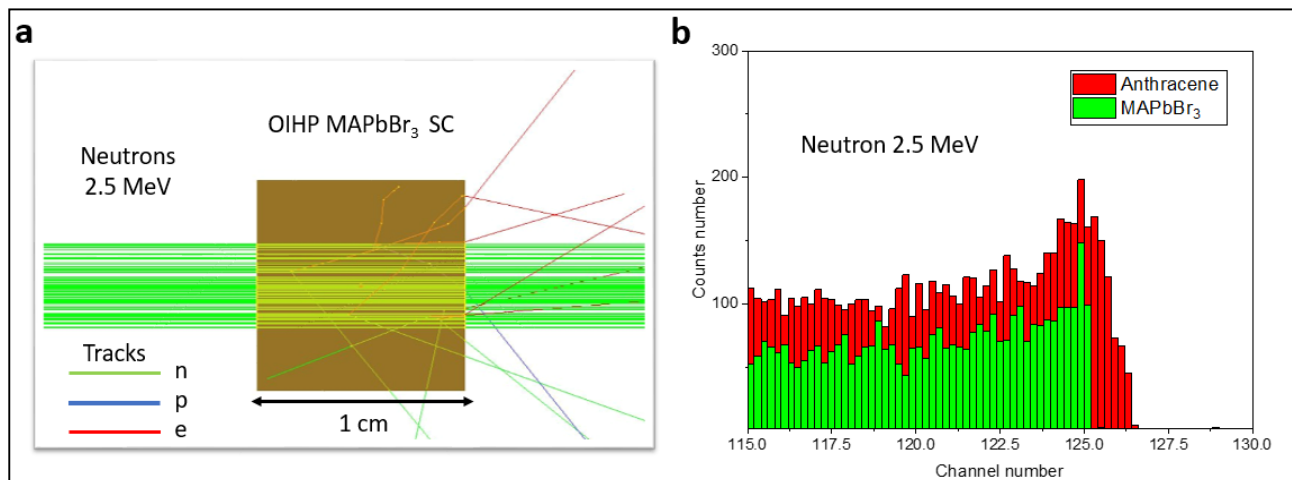


Рисунок 1. Монте-Карло симуляція детектування пучка швидких нейтронів з енергією 2.5 MeV перовскітом MAPbBr₃.

На рис 1b приведено спектр енергії, що виділяється нейтронами з енергією 2,5 MeV у кристалі антрацену розміром 1x1x1 см³ і монокристалі MAPbBr₃ того самого об'єму. Розмиття краю спектра враховує модель енергетичної роздільної здатності на основі даних гамма-спектральної роздільної здатності найсучасніших детекторів з відповідних матеріалів.

- [1] He Y., Hadar, I. & Kanatzidis M. G. Detecting ionizing radiation using halide perovskite semiconductors processed through solution and alternative methods. *Nature Photonics* **16**, 14-26 (2022).
- [2] Yakunin S. *et al.* Detection of X-ray photons by solution-processed lead halide perovskites. *Nature Photonics* **9**, 444-449 (2015).
- [3] Allpix Squared - Silicon Detector Monte Carlo Simulations for Particle Physics and Beyond. S. Spannagel *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A* **901** (2018) 164 – 172
- [4] Sakhatskyi K. *et al.* Assessing the drawbacks and benefits of ion migration in lead halide perovskites. *ACS Energy Letters* **7**, 3401-3414 (2022).

УТВОРЕННЯ АЕРОЗОЛІВ - НОСІЇВ ^{137}Cs ПРИ ЗВАРЮВАННІ НАПЛАВЛЕНИХ РАДІОАКТИВНО ЗАБРУДНЕНИХ МЕТАЛОКОНСТРУКЦІЙ ЧАЕС.

М. Опря, С. Кіро

Фізико-хімічний інститут захисту навколишнього середовища МОН
і НАН України, Одеса
e-mail: Opryamaksim@gmail.com

Досліджувався перехід ^{137}Cs в тверду складову зварювального аерозолі (ТСЗА), яка утворюється при наплавленні металу штучними електродами на радіоактивно забруднених металоконструкціях. При цьому використовували пластину з низько вуглецевої сталі -Ст3, на якій проводили однопрохідне наплавлення металу штучними електродами з рутіловим (АНО-4) покриттям. З метою імітації радіоактивного забруднення металоконструкцій об'єкта «Укриття». На поверхню пластини рівномірно наносили -«лужно-карбонатні» рідкі радіоактивні відходи з об'єкта укриття ЧАЕС.

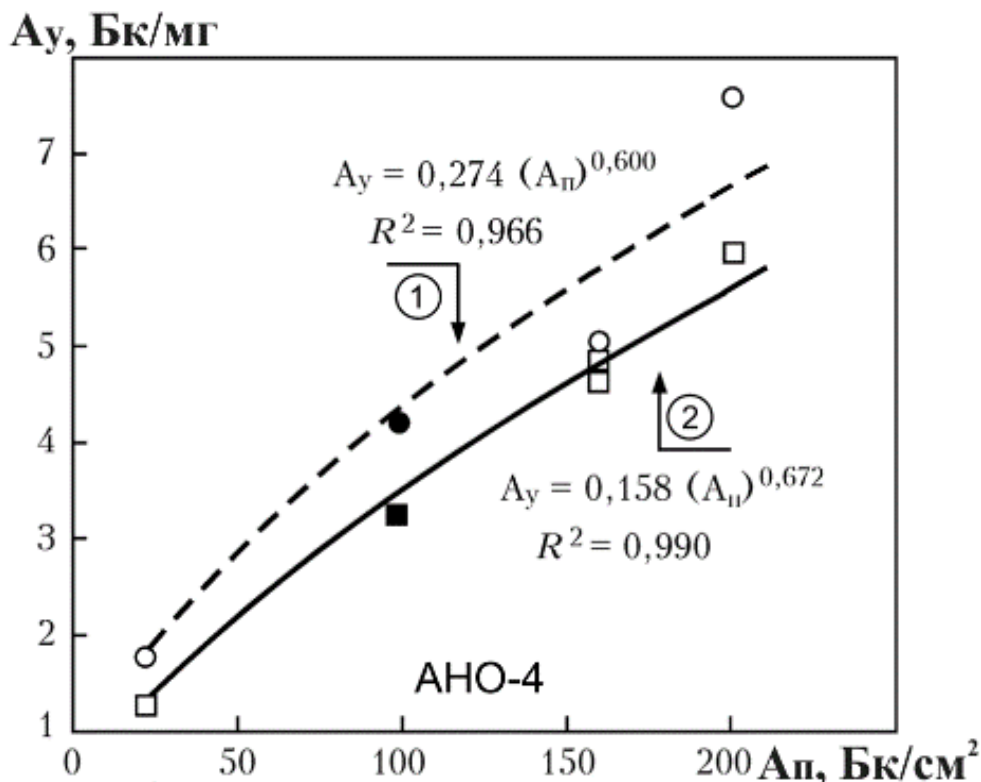


Рис. 1. Залежність питомої активності- ТСЗА_{2,5} (штрихова крива) та ТСЗА_{tot} (суцільна) від поверхневої активності ^{137}Cs на A_p пластині при використанні електродів АНО-4

На рис. 1 показані залежності питомої активності- $TC3A_{2,5}$ та $TC3A_{tot}$ від поверхневої активності для ^{137}Cs на A_{π} пластині. Для відбору $TC3A$ використовували одноступеневий імпактор низького тиску LPI 2,5/10 dm^3/hv (виробництва Air Diagnostic and Engineering Inc., USA), споряджений фільтром (Teflon membrane filter TK15-G3M). Та імпактор для частинок розміром 0,005.20,000 мкм ($TC3A_{tot}$) - імпактор тієї ж марки, але без розділової пластини.

Проведені гамма-спектрометричні дослідження проб частинок, що проникають і осаджуються в альвеолах людини описується статичною закономірністю $A_{\gamma}=N(A_{\pi})n$.

Термоліз відбувається при температурах $T \geq 880$ у повітряному середовищі Cs_2O , Cs_2O_2 , Cs Cs_2O , Cs_2O_2 , Cs ($Cs_2CO_3 \rightarrow Cs_2O + CO_2$; $2Cs_2O \rightarrow Cs_2O_2 + 2Cs$).

Емпіричні залежності можуть бути використані при нормування витрати засобів індивідуального захисту органів дихання. [1].

[1]. Эннан А.А., Киро С.А., Опря М.В., Хан В.Е., Огородников Б.И., Краснов В.А., де Мейер-Воробец А., Дарчук Л., Хоременс Б. Фазовые переходы ^{137}Cs и ^{90}Sr при наплавке металла на радиоактивно загрязненные металлоконструкции // Автоматическая сварка. – 2011. -№7.-С.31-35.

ФРАГМЕНТАЦІЯ АЗОТИСТОЇ ОСНОВИ ТИМІНУ ПІД ДІЄЮ ЕЛЕКТРОНІВ

В. Ковач, М. Шафраньош, М. Сароз, М. Маргітич, М. Суховія, М. Кишак,
М. О. Маргітич, І. Шафраньош

Ужгородський національний університет, Ужгород
e-mail: valerii.kovach@uzhnu.edu.ua

Радіаційний вплив електронних потоків ініціює фрагментаційні процеси в молекулах азотистих основ нуклеїнових кислот (аденин, тимін, гуанін, урацил та цитозин), які, у свою чергу, викликають функціональні зміни у макромолекулах ДНК і РНК. Такі зміни порушують стабільність зв'язків у комплементарних парах макромолекул, синтез білків і регуляторні процеси на молекулярному і клітинному рівнях, а також функціонування нуклеїнових кислот як генетичних носіїв. У даному повідомленні розглянуті шляхи фрагментації молекул тиміну під впливом електронного удару. На початковому етапі даної роботи було вивчено та ідентифіковано мас-спектр молекул тиміну, який виникає при бомбардуванні цих молекул електронами з енергіями 95 eV [1].

Моделювання процесів утворення позитивно заряджених фрагментів, наявних у мас-спектрі тиміну, було представлено за допомогою квантово-механічного методу AM1. Цей метод входить у пакет програм HyperChem 8.0.7. Метод AM1 є поліпшенням методу MNDO [2] – одного з найбільш точних методів. Нижче будуть представлені результати наших теоретичних розрахунків розподілу густин електричних зарядів і визначені довжини зв'язків у молекулі та позитивному молекулярному іоні тиміну. Розрахунки були виконані використовуючи метод AM1 в режимі оптимізації всіх структурних параметрів з нормою градієнта $<0,01$.

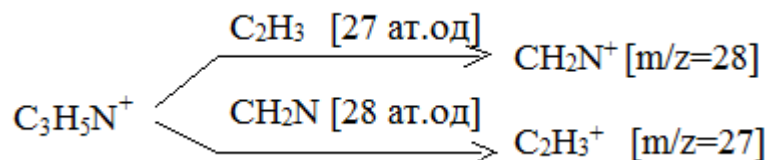
Розглянемо найбільш ймовірні варіанти фрагментації. Очевидно, що ймовірність утворення того чи іншого позитивно зарядженого фрагмента тиміну буде пропорційна відносній інтенсивності ліній у мас-спектрі тиміну. При цьому будемо вважати, що сумарна інтенсивність всіх ліній мас-спектра становить одиницю.

Для фрагментації молекулярного іона необхідним є одночасний розрив принаймні двох зв'язків у кільцевій структурі молекул тиміну. Основна ідея запропонованої моделі утворення зарядженого фрагмента полягає у тому, що розрив зв'язків найбільш ймовірно відбувається у тих місцях, де сума довжин зв'язків є найбільшою (сила взаємодії найменша). Виявлено шість найбільш ймовірних випадків розривів зв'язків у циклічній структурі молекулярного іона тиміну, а саме:

1. N1 – C2, C4 – C5; 2. N3 – C4, C4 – C5; 3. C5 – C6, N1 – C2; 4. C5 – C6, N3 – C4; 5. N1 – C2, N3 – C4; 6. C4 – C5, C5 – C6.

Для першого випадку сума зв'язків складає 2.9499 Å. У цьому випадку молекулярний іон втрачає нейтральний фрагмент C_2HNO_2 [$m/z = 71$], утворюючи

заряджений фрагмент $C_3H_5N^+$ [$m/z = 55$]. Цьому фрагменту відповідає друга за інтенсивністю лінія у мас-спектрі тиміну. В подальшому $C_3H_5N^+$, маючи надлишок внутрішньої енергії, розпадається, втрачаючи при цьому нейтральні фрагменти C_2H_3 та CH_2N за схемою:



Лінія з [$m/z=28$] є четвертою за інтенсивністю у мас-спектрі тиміну.

При розриві зв'язків N3 – C4; C4 – C5 (сума зв'язків складає 2.8931 Å) молекулярний іон втрачає нейтральний фрагмент $C_4H_6N_2O$ і продукує заряджений фрагмент CO^+ [$m/z=28$], якому відповідає інтенсивна лінія в мас-спектрі.

Розрив зв'язків C5 – C6; N3 – C4 (сума зв'язків складає 2.831 Å) супроводжується втратою нейтрального фрагмента $C_2H_3N_2O$ у молекулярному іоні з утворенням зарядженого фрагмента $C_3H_3O^+$. Інтенсивна лінія з [$m/z=55$] відповідає сумі чотирьох заряджених фрагментів: $C_2H_3N_2^+$, $C_3H_3O^+$, $C_3H_5N^+$, C_2HNO^+ . Утворення якого з цих фрагментів є найбільш ймовірним? Відповідь на це запитання дає аналіз довжин зв'язків у молекулярному іоні. А саме – розрив зв'язків C4 – C5; C5 – C6 призводять до утворення фрагмента $C_3H_3O^+$. Отже, найбільш ймовірним є утворення саме цього фрагмента.

Розрив N1 – C2 і N3 – C4 (сума зв'язків складає 2.8644 Å) призводить до втрати молекулярним іоном нейтрального фрагмента і утворення зарядженого фрагмента $CHNO^+$ [$m/z=43$]. Відповідна лінія спостерігається у мас-спектрі.

Сума довжин зв'язків C4 – C5 і C5 – C6 є другою за величиною (сума зв'язків складає 2.9165 Å). При цьому молекулярний іон втрачає нейтральний фрагмент $C_3H_3N_2O_2$ і продукує заряджений фрагмент $C_2H_3^+$ [$m/z=27$]. Дивним є той факт, що відповідна цьому фрагменту лінія в мас-спектрі є незначної інтенсивності. Логічне пояснення такої невідповідності (велика сума зв'язків – слабка лінія) полягає в наступному: випадки розривів №1 та №6 (див. вище) в молекулярному іоні є конкурентними. Тому найбільш ймовірним буде розрив №1 (N1 – C2, C4 – C5), так як сума довжин відповідних зв'язків є найбільшою.

[1] NIST. Standard Reference Database. <https://www.nist.gov/srd>.

[2] П.О. Драл, К. Ву, В. Тіль. Теорія розрахунків. J. Chem. 15, 1743–1760 (2019).

ІНТЕГРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИПРОМІНЮВАННЯ ГАЗОРОЗРЯДНОЇ ПЛАЗМИ БАР'ЄРНОГО РОЗРЯДУ НА СУМІШІ ПАРІВ ДИЙОДИДУ, ДИБРОМІДУ ТА ДИХЛОРИДУ РТУТІ З ГЕЛІЄМ

О.М. Малінін, А.Й. Миня, А.О. Малініна, О.К. Шуаїбов, І.І. Шафраньош,
К.Б. Молнар, А.А. Козьма

ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Ужгород
e-mail: alex.malinin@uzhnu.edu.ua

В останнє десятиліття стрімкий розвиток вирішення проблем збереження енергоресурсів планети, удосконалення «штучного» фотосинтезу та керування хімічною реакцією в живих клітинах за допомогою світла [1], що виникли з розвитком науки і технологій, потребують створення ефективних джерел спектрального випромінювання, які одночасно випромінюють смуги та лінії в заданих спектральних діапазонах. Серед таких джерел є газорозрядна плазма на сумішах парів дигалогенідів ртуті (HgBr_2 , HgI_2 та HgCl_2) з гелієм, яка випромінює спектральні смуги у фіолетово-синьому та синьо-зеленому спектральних діапазонах з максимальною інтенсивністю на довжинах хвиль ($\lambda_{\text{макс.}} = 444$ нм, $\lambda_{\text{макс.}} = 502$ нм, $\lambda_{\text{макс.}} = 557$ нм). У попередніх дослідженнях авторів були виявлені зміни в яскравості спектральних смуг при зміні температури робочої суміші. Актуальним є знаходження способів збільшення потужності випромінювання спектральних смуг у фіолетово-синьому та синьо-зеленому спектральних діапазонах. Вони можуть бути встановлені в експериментальних дослідженнях інтегральних характеристик випромінювання (залежності середньої потужності випромінювання від парціального тиску буферного газу, температури суміші і амплітуди напруги зовнішнього джерела накачування), що і послужило метою наших досліджень. Газорозрядна плазма створювалась однобар'єрним поперечним коаксіальним розрядом у парогазовій суміші дигалогенідів ртуті з гелієм у колбі, виготовленій з кварцового скла. Внутрішній електрод виготовлений з молібденового стрижня діаметром 0.0005 м та довжиною 0.07 м, а зовнішній – перфорований з прозорістю 70%. Міжелектродний простір був 0.00325 м. Робочий об'єм становив ~ 1 см³. Реєстрація імпульсів напруги та розрядного струму джерела випромінювання здійснювалася за допомогою осцилографа С1-72, сигнал на який подавався з дільника напруги, та інтегруючого ланцюга каліброваного поясу Роговського.

Спектри і відносна потужність випромінювання спектральних смуг у фіолетово-синьому та синьо-зеленому спектральних діапазонах з максимальною інтенсивністю на довжинах хвиль ($\lambda_{\text{макс.}} = 444$ нм, $\lambda_{\text{макс.}} = 502$ нм, $\lambda_{\text{макс.}} = 557$ нм) досліджувалися двоканалним спектрометром SL40-2-1024USB з спектральною роздільною здатністю ≤ 1.3 нм. Середня потужність випромінювання вимірювалася за допомогою приладу "Кварц-01".

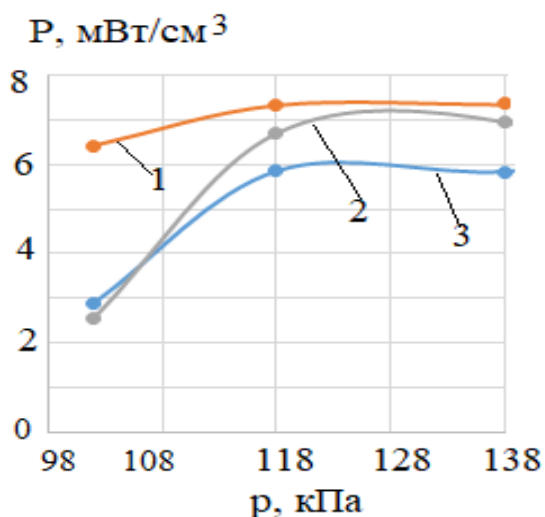


Рис.1. Залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску гелію:

1–HgBr*, 2–HgCl*, 3–HgI*.

Частота імпульсів накачування 6 кГц, амплітуда імпульсу напруги – 3.6 кВ.

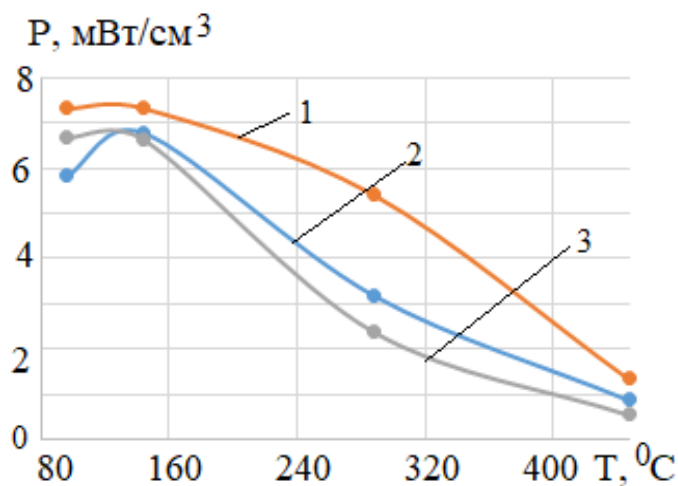


Рис. 2. Залежність середньої потужності випромінювання від температури суміші:

1–HgBr*, 2–HgI*, 3–HgCl*.

Частота слідування імпульсів накачування 6 кГц, амплітуда імпульсу напруги – 3.6 кВ

Результати досліджень інтегральних характеристик випромінювання представлені на рисунках 1–3. Спостерігається зростання середньої потужності, досягнення її максимального значення 7 мВт для випромінювання у спектральній смузі молекули HgBr* при парціальному тиску гелію 128 кПа, та з подальшим збільшенням тиску гелію – падіння (рис.1).

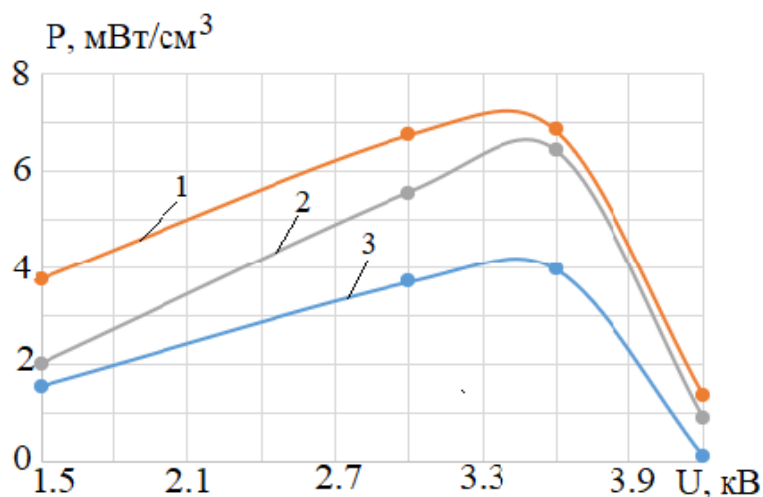


Рис. 3. Залежність середньої потужності випромінювання від амплітуди імпульсу напруги: 1–HgBr*, 2–HgCl*, 3–HgI*. Частота слідування імпульсів накачування 6 кГц, температура суміші 150⁰ С, парціальний тиск гелію 128 кПа.

При підвищенні температури суміші від 100⁰С до 420⁰ С спостерігається зростання середньої потужності, досягнення її максимального значення 7мВт при температурі 150⁰С та з подальшим збільшенням її – падіння (рис.2).

Подібна залежність спостерігається і для амплітуди напруги (рис.3) –досягнення її максимального значення 7 мВт при значенні амплітуди напруги на електродах 3.6 кВ.

Хід залежності середньої потужності випромінювання від парціального тиску і амплітуди напруги пов'язаний зі зміною констант швидкості дисоціативного збудження $B^2 \Sigma_{1/2}^+$ -стану експлексних молекул моноброміду, монойодиду і монохлориду ртуті зі зміною функції розподілу електронів у газорозрядній плазмі на суміші парів дигалогенідів ртуті (HgBr₂, HgI₂ та HgCl₂) з гелієм.

[1] Cinzia D'Avino, Sara Gutierrez, Max J. Feldhaus, Maria Tomas-Gamasa, and Jose Luis Mascarenas J. Am. Chem. Soc.146, 2895 (2024).

СИСТЕМАТИКА УЛАМКІВ ПОДІЛУ НЕАДИТИВНИХ СИСТЕМ: ВІД АТОМНОГО ЯДРА ДО БІООРГАНІЧНИХ МОЛЕКУЛ

В.Т. Маслюк, Н.І. Сватюк, О.М. Поп, О.І. Симканич, А.М. Завілопуло

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород
e-mail: gzavil@gmail.com

Клас неадитивних систем поєднує об'єкти, енергія яких не є пропорційною їх числу. В цей клас попадають об'єкти різної природи, зокрема атомні ядра та органічні/неорганічні полімерні матеріали, властивості яких визначаються квантово-механічними закономірностями, а самі об'єкти мають високу структурну лабільність характеристик, наприклад, перетворень та процесів поділу. Систематика кінцевих продуктів таких перетворень потребує нових представлень про упорядкування, рівноважний стан таких систем та зміст термодинамічних параметрів, що його описують. В роботі [1] представлено результати систематизації уламків поділу атомних ядер як неадитивних систем із застосуванням нового статистичного методу – кольорової статистики (КС). КС трактує нуклони різних уламків поділу статистично нееквівалентними при знаходженні конфігураційної ентропії ядерної системи. В роботі [2] показано, що КС може бути застосованою для розробки критеріїв формування амінокислот та оцінки їх інформаційної ємності.

У даній роботі показана можливість використання КС для біоорганічних структур на прикладі 2-х уламкового поділу молекули глюкози $C_6H_{12}O_6$. Розглядається варіант поділу молекули зі збудженого стану, утвореного при взаємодії з електронами скануючого пучка чи ядерними частинками, через процеси дисоціативної іонізації або молекулярної фрагментації. Результатом поділу буде масив двоуламкових кластерів при температурі T . Імовірність реалізації кожного з них визначається значеннями їх внутрішньої енергії ε_i та конфігураційної ентропії S_i . В рамках моделі «ball and stick» значення ε_i для i -го кластера є адитивною функцією енергій одинарних зв'язків $\varepsilon_i = \varepsilon_i(E_{C-C}, E_{C-O}, E_{C-H}, E_{O-H})$, число яких, відповідно, дорівнює $x_1 - x_4$. Через x_{11} будемо позначати число обірваних зв'язків $C-$. Значення конфігураційної ентропії S_i визначаються через кольорові набори (КН) атомів, які мають різні енергії зв'язку в молекулі глюкози. Вони позначаються першими літерами C, H, O , а наступні символи c, h, o позначають його хімічні зв'язки з атомами-сусідами. В Таблиці 1 представлені можливі значення гомо- і гетеро- хімічних зв'язків, що охоплюють усі з'єднання 6 атомів C і O , 12 атомів H , а також можливі КН, які їх задовільняють. Для вказаних наборів, що описують можливі хімічні сполуки, наведені також значення енергії зв'язку їх топологічної структури та конфігураційної ентропії. Значення таблиці 1 при $X_1=5$ містять дані про КН та конфігураційну ентропію структури фруктози ($S_i = 34,19$) та глюкози ($S_i = 33,50$), вони виділені в таблиці.

Розглянемо ймовірність поділу, наприклад, молекули глюкози на два уламки шляхом розриву вуглецевого ланцюжка, $x11=2$, причому місце розриву може бути локалізованим між довільними атомами карбонового каркасу. При цьому енергія 2-х уламкового кластера буде сталою, хоч і меншою на величину енергії одиничного зв'язку E_{C-C} , а загальна ентропія кластера буде визначатися КН уламків поділу.

Таблиця 1

Значення можливих комбінацій хімічних зав'язків, КН атомів, що задовольняють хімічній формулі $C_6H_{12}O_6$. Приведено також оцінки енергії зв'язку (ϵ_i) та конфігураційної ентропії (S_i) їх можливих хімічних сполук.

X1=3			X2=9			X3=9			X4=3			
ccchh	cc2oh	ccsoh	Csohh	cchhh	ccooh	ccc2o	och	o2c	hc	ho	ϵ_i	S_i
0	3	0	3	0	0	0	3	3	9	3	92.0	33.02
0	4	0	1	1	0	0	3	3	9	3	92.0	33.42
X1=4			X2=8			X3=8			X4=4			
ccchh	cc2oh	ccsoh	Csohh	cchhh	ccooh	ccc2o	och	o2c	hc	ho	ϵ_i	S_i
0	0	0	4	0	0	2	4	2	8	4	92.6	33.25
0	1	0	2	1	0	2	4	2	8	4	92.6	35.73
0	1	1	3	0	0	1	4	2	8	4	92.6	35.33
0	2	0	0	2	0	2	4	2	8	4	92.6	35.04
1	2	0	2	0	0	1	4	2	8	4	92.6	35.73
0	2	1	1	1	0	1	4	2	8	4	92.6	36.43
0	2	2	2	0	0	0	4	2	8	4	92.6	35.04
1	3	0	0	1	0	1	4	2	8	4	92.6	35.33
1	3	1	1	0	0	0	4	2	8	4	92.6	35.33
0	3	2	0	1	0	0	4	2	8	4	92.6	34.61
2	4	0	0	0	0	0	4	2	8	4	92.6	33.25
X1=5			X2=7			X3=7			X4=5			
ccchh	cc2oh	ccsoh	Csohh	cchhh	ccooh	ccc2o	och	o2c	hc	ho	ϵ_i	S_i
1	0	0	1	1	0	3	5	1	7	5	93.2	34.88
0	0	1	0	2	0	3	5	1	7	5	93.2	34.19
1	0	1	2	0	0	2	5	1	7	5	93.2	35.29
0	0	2	1	1	0	2	5	1	7	5	93.2	35.29
<u>0</u>	<u>0</u>	<u>3</u>	<u>2</u>	<u>0</u>	<u>0</u>	<u>1</u>	<u>5</u>	<u>1</u>	<u>7</u>	<u>5</u>	<u>93.2</u>	<u>34.19</u>
2	1	0	1	0	0	2	5	1	7	5	93.2	35.29
1	1	1	0	1	0	2	5	1	7	5	93.2	35.98
1	1	2	1	1	0	1	5	1	7	5	93.2	35.98
0	1	3	0	1	0	1	5	1	7	5	93.2	34.88
<u>0</u>	<u>1</u>	<u>4</u>	<u>1</u>	<u>0</u>	<u>0</u>	<u>0</u>	<u>5</u>	<u>1</u>	<u>7</u>	<u>5</u>	<u>93.2</u>	<u>33.50</u>
2	2	1	0	0	0	1	5	1	7	5	93.2	35.29
1	2	3	0	0	0	0	5	1	7	5	93.2	34.19
X1=6			X2=6			X3=6			X4=6			
ccchh	cc2oh	ccsoh	Csohh	cchhh	ccooh	ccc2o	och	o2c	hc	ho	ϵ_i	S_i
3	0	0	0	0	0	3	6	0	6	6	93.8	31.45
2	0	2	0	0	0	2	6	0	6	6	93.8	32.96
1	0	4	0	0	0	1	6	0	6	6	93.8	31.86
0	0	6	0	0	0	0	6	0	6	6	93.8	28.46

Імовірність реалізації i -вого двоуламкового кластера розраховується з умови мінімуму термодинамічної функції G_i :

$$G_i = \varepsilon_i - TS_i \quad (1)$$

Як видно з формули (1), при однакових параметрах T та ε_i , мінімум G_i визначається величиною ентропійного члена, найбільш ймовірні кластери будуть мати більше значення ентропії. Результати розрахунку КН 2-х уламкових кластерів глюкози, фруктози та їх ентропії наведено в таблиці 2 для схем розбиття молекул по зв'язках, відповідно, C1-C2, C2-C3, C3-C4, C4-C5 та C5-C6. Введені тут позначення $\bar{c}$ стосується обірваного зв'язку атома вуглецю.

Таблиця 2

Кольорові набори, що відповідають 2-х уламковому поділу для різних схем розбиття молекул глюкози/фруктози, також значення їх конфігураційних ентропій.

Γ		
Фрагмент 1	Фрагмент 2	S_i
C $\bar{c}$ 2oh, o2c, hc	cc $\bar{c}$ oh, 3cccohh, ccohh, 5och, 6hc, 5ho	36,83
Cc2oh, cc $\bar{c}$ oh, o2c, och, 2 hc, ho	cc $\bar{c}$ oh, 2cccohh, ccohh, 4och, 5hc, 4ho	42.25
Cc2oh, cccoh, cc $\bar{c}$ oh, o2c, 2 och, 3 hc, 2 ho	cc $\bar{c}$ oh, cccoh, ccohh, 3och, 4hc, 3ho	44.84
Cc2oh, 2 cccoh, cc $\bar{c}$ oh, o2c, 3 och, 4 hc, 3 ho	cc $\bar{c}$ oh, cccoh, 2och, 3hc, 2ho	44.15
Cc2oh, 3cccohh, cc $\bar{c}$ oh, o2c, 4 och, 5 hc, 4 ho	cc $\bar{c}$ oh, och, 2hc, ho	41.15
Φ		
Фрагмент 1	Фрагмент 2	S_i
C $\bar{c}$ 2oh, o2c, hc	cc $\bar{c}$ oh, 3cccohh, ccohh, 5och, 5hc, 4ho	39,54
Ccohh, cc $\bar{c}$ 2o, o2c, och, 2 hc, ho	cc $\bar{c}$ oh, 2cccohh, ccohh, 4och, 5hc, 4ho	42.25
Ccohh, ccc2o, cc $\bar{c}$ oh, 2oh, o2c, 3 hc, 2 ho	cc $\bar{c}$ oh, cccoh, ccohh, 3och, 4hc, 3ho	44.84
Ccohh, ccc2o, cccoh, cc $\bar{c}$ oh, o2c, 3 och, 4 hc, 3ho	cc $\bar{c}$ oh, cccoh, 2och, 3hc, 2ho	44.84
Ccohh, ccc2o, 2cccohh, cc $\bar{c}$ oh, o2c, 4och, 5hc, 4ho	cc $\bar{c}$ oh, och, 2hc, ho	42.25

Отримані результати можуть бути використані для пояснення мас-спектрометричних експериментів на зразках опромінених та неопромінених моносахаридів.

[1]V. Maslyuk, O. Parlag, O. Lendyel, T. Marynets, M. Romanyuk *J. Modern Physics*, - 2013, 4, 12. DOI: [10.4236/jmp.2013.412191](https://doi.org/10.4236/jmp.2013.412191).

[2]V. Maslyuk; A. Zavilopulo; V. Hanulych; N. Svatyuk; O. Pop; O. Simkanich/ *AIP Conf. Proc.* – 2023. – 2872. – 090004. <https://doi.org/10.1063/5.0163041>

GLOBAL OPTICAL POTENTIAL OF THE ${}^6\text{Li}$ -INTERACTION WITH EVEN-EVEN NUCLEI WITHIN DOUBLE FOLDING APPROACH

O.A. Ponkratenko¹, K.W. Kemper², N. Keely³, E.I. Koshiy⁴, V.M. Kyrianchuk⁵,
S.Yu. Mezhevych¹, A.T. Rudchik¹, K. Rusek⁶, Yu.O. Shyrma¹, Yu.M. Stepanenko¹,
V.V. Uleshchenko^{1*}, I.I. Vertegel¹

¹ *Institute for Nuclear Research, NASU, Kyiv, Ukraine*

² *Physics Department, Florida State University, USA*

³ *National Centre for Nuclear Research, Poland*

⁴ *Cyclotron Institute Texas A&M University, USA*

⁵ *Scientific and Technical Center, NNEGC “Energoatom”, Kyiv, Ukraine*

⁶ *Heavy Ion Laboratory, Warsaw University, Poland*

*e-mail: vuleshch@kinr.kiev.ua

A comprehensive optical model analyses of the ${}^6\text{Li}$ elastic scattering on even-even nuclei ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40,48}\text{Ca}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{90}\text{Zr}$, ${}^{208}\text{Pb}$ in the incident energy range from the Coulomb barrier up to 100 MeV/nucleon was performed with the aim of finding of a global, mass and energy dependent, optical potential. In total 126 experimental data angular distributions were included. The optical potential is considered as based on the double folding (DF) model for both real and imaginary parts:

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

where the double folding term V_{DF} is calculated with the São Paulo nucleon densities [1] and DDM3Y1 Reid nucleon-nucleon interaction with direct and exchange components [2]. Normalization factors N_R , N_I and scaling transformation factors t_R , t_I are the only free parameters in this approach to be adjusted to experimental data. Strong correlations in pairs N_R with t_R and N_I with t_I were demonstrated.

In the case of the global potential which is used for the description of data in wide energy and mass ranges the free parameters get their energy and mass dependencies which are shown to be quite smooth and weak at higher energies. For instance, for $E > 30$ MeV the energy dependence of N_R and N_I can be approximated as $\ln N_{R,I} = a_{R,I} + b_{R,I} \ln E$ while $t_{R,I}$ are energy independent. Parameters $a_{R,I}$, $b_{R,I}$ and $t_{R,I}$ can also have some additional weak dependencies on energy and target mass. To better describe decreasing of $\ln N_I$ and increasing of $\ln N_R$ in the low energy region $E < 30$ MeV some additional low energy factors may be introduced for N_R and N_I . Inclusion of the dispersion relations between real and imaginary components of optical potential required by the causality principle is considered, too. In this case some part of energy dependence is generated by the dispersion relations themselves.

Several sets of the global potentials providing acceptable description of all included data were obtained. An example of the description is presented on the figure.

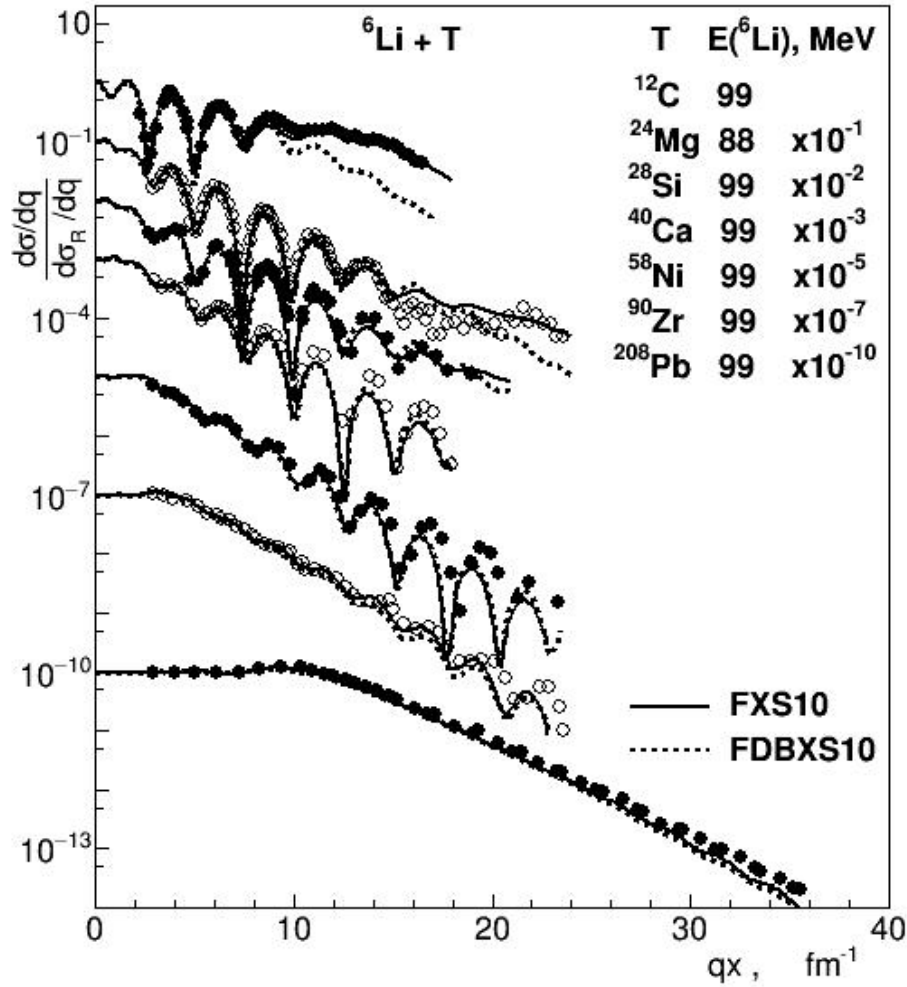


Figure 1. Differential cross sections are shown as functions of the transferred momentum $q = 2 \cdot k \cdot \sin(\theta/2)$ multiplied by a mass factor $x = A_p^{1/3} + A_T^{1/3}$ that helps while comparing scattering on different targets.

The dotted line corresponds to a potential with two terms of dispersion relations included and solid line – to a potential with only one term. More details of the potentials are given in Ref. [3]. As one can see both potentials provide reasonable description of data.

It was also shown that all successful potentials have very close values in a narrow range of distances around some special radius called ‘crossing radius’. Its value is changing quite smoothly with the energy of collision or the mass of target. Values of potentials at this point change smoothly, too.

- [1] L. C. Chamon et al. Phys. Rev. C 66, 014610 (2002).
- [2] I.I. Gontchar, D.J. Hinde. Phys. Rev. C 69, 024610 (2004).
- [3] O. Ponkratenko et al. *to be published*.

INTERACTION BETWEEN CARBON ISOTOPS NEAR 97 MeV

O.A. Ponkratenko¹, Yu.M. Stepanenko¹, V.V. Uleschenko¹, S.Yu. Mezhevych¹,
O.O. Chepurnov¹, G. Colucci², K.W. Kemper³, M. Kowalczyk², E.I. Koshchy⁴,
O.E. Kutsyk¹, E. Piasecki², A.A. Rudchik¹, A.T. Rudchik¹, K. Rusek²,
Yu.O. Shyrma¹, A. Stolarz², A. Trzecińska², I.I. Vertegel¹, M. Wolinska-Cichocka²

¹ Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Prospect Nauky 47, 03028 Kyiv, Ukraine

² Heavy Ion Laboratory of Warsaw University, ul. L. Pasteura 5A, PL-02-093 Warsaw, Poland

³ Physics Department, Florida State University, Tallahassee, FL 32306-4350, USA

⁴ Cyclotron Institute Texas A&M University, College Station, TX 77843, USA

E-mail : ystepanenko@kinr.kiev.ua

An experimental study of the elastic scattering and one-neutron transfer reaction in collisions of ^{13}C ions of 97 MeV with ^{13}C carbon isotope targets was performed. The measurements were carried out at the C-200P cyclotron of the University of Warsaw.

The obtained experimental data was analyzed within optical model (OM) and the coupled reaction channels (CRC) approach using the Woods-Saxon type optical potential for the entrance and exit channels. The calculations were performed using the FRESCO code [1].

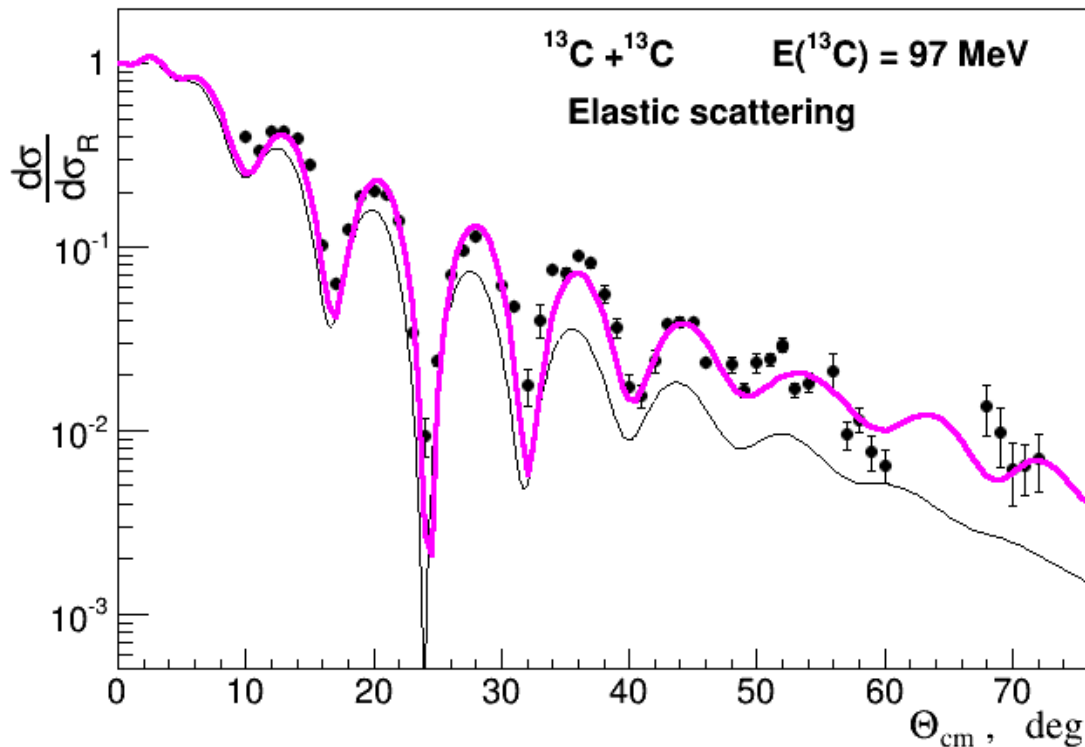


Figure 1. Shows the obtained experimental elastic scattering cross sections for $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ nuclei ($E_{c.m.} = 48.5 \text{ MeV}$).

The experimental data for the $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ scattering at energies above $E_{\text{c.m.}} = 25$ MeV are missing, hence extracting information on the interaction in the exit channel of the $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{C})^{12}\text{C}$ reaction at $E_{\text{c.m.}}(^{13}\text{C}) = 48.5$ MeV allows one to perform a first comparative analysis of interacting carbon nuclei $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ at close energies. The Q-value for $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{C})^{12}\text{C}$ reaction is only 3.23 MeV.

The Woods-Saxon potential fitted to data of $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$ scattering at $E_{\text{lab}}(^{13}\text{C}) = 102$ MeV [2] was taken as the starting potential for analysis of our experimental data with the optical model. The calculations of the $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ scattering with this potential are shown by the thin black curve. It can be seen that the potential provides a description of the general behaviour of the data, although the deviation becomes clearly visible at larger angles. The second (pink thick) curve represents optical model calculations with the optical potential obtained by fitting to the newly obtained experimental data of the $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ scattering cross section at $E_{\text{lab}}(^{13}\text{C}) = 97$ MeV. A significant improvement in the description is observed.

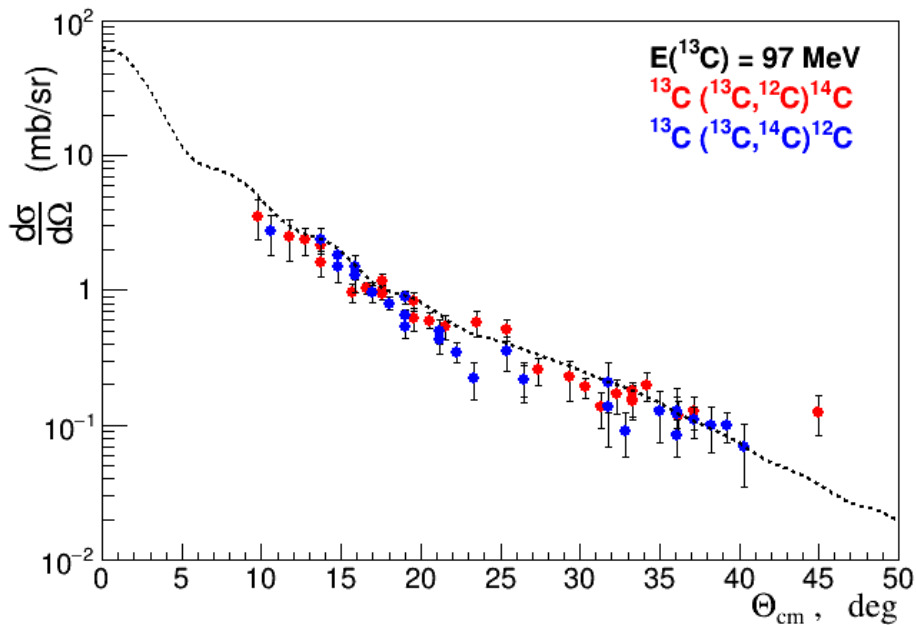


Figure 2. Differential cross section of the $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{C})^{12}\text{C}$ reaction at the energy $E_{\text{LAB}}(^{13}\text{C}) = 97$ MeV for the ground states of ^{12}C and ^{14}C nuclei. The curves is described in the text.

This $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ potential was also used to describe the $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ interaction in the exit channel of the $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{C})^{12}\text{C}$ reaction, and the result provided a satisfactory description of the experimental data without any changes in the potential, as can be seen in Fig. 2.

In neutron transfer calculations the spectroscopic amplitudes for neutron separation in ^{13}C and ^{14}C nuclei obtained within the framework of the translationally invariant shell model (TIMO) [3] using the DESNA code [4]. Parameters of the cluster-neutron

binding potential in the ^{13}C and ^{14}C nuclei were determined by fitting to the experimental data.

Another free parameter was a common normalisation factor to be shared between the two spectroscopic factors of neutron separation in the two vertices $^{14}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C} + \text{n}$, $^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} + \text{n}$. In this approximation an acceptable description of the experimental data was obtained (see Fig. 2) with a normalisation factor of 0.92. This fact indicates reliability of the spectroscopic amplitudes and the optical potential applied, as well as the main contribution of the direct one-step neutron transfer mechanism to the cross-section of the $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{C})^{12}\text{C}$ reaction at the given energy.

Furthermore, the satisfactory description of the data for the transfer reaction suggests the similarity of the interaction for the $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ and $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ systems at the energy considered. Differences in potentials for interaction in the $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C}$ and $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$ systems still require further study.

- [1] I.J. Thompson, Comput. Phys. Rep. 7, 167 (1988).
- [2] Yongli Xu et al., Phys. Rev. C 99 (2019) 034618.
- [3] A.T. Rudchik, Yu.M. Tchuvil'sky, Ukr. Fiz. Zh. 30 (1985) 819.
- [4] A.T. Rudchik, Yu.M. Tchuvil'sky, The Code DESNA, report KIYAI-82-12, Kiev Institute for Nuclear Researches, 1982.

ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЯ ВАЛІНУ, ОПРОМІНЕНОГО МАЛИМИ ДОЗАМИ

Ю.А. Бандурин¹, Ю.В. Федурця², А.В. Русин², Ш.Б. Молнар³, А.М. Соломон¹,
О.Ю.Бандурин⁴

¹*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород*

²*Комунальне некомерційне підприємство «Закарпатський протипухлинний центр» Закарпатської ОВА, Ужгород*

³*ДВНЗ Ужгородський національний університет, Ужгород*

⁴*Комунальне некомерційне підприємство «Обласний госпіталь ветеранів війни» Закарпатської ОДА, Ужгород
e-mail: bandurin_unc@ukr.net*

В організмі людини незамінна амінокислота валін ($C_5H_{11}NO_2$) бере участь у багатьох молекулярних взаємодіях, які відбуваються у процесах росту та синтезу тканин. Особливістю структурної будови молекули валіну є наявність двох метильних груп CH_3 , розташування яких порушує звичну для амінокислот ланцюжкову структуру. Значний інтерес викликає вивчення результату взаємодії цих молекул та процесів, що відбуваються при радіаційному опроміненні невеликими дозами (зокрема такими, що використовуються під час проведення протипухлинної терапії).

Дослідження проведено за допомогою вимірювання спектрів фотолюмінесценції (ФЛ) порошкоподібного L-валіну на спектрофлюорофотометрі Shimadzu RF-6000. Дрібнозернистий порошок спресовано у таблетки у спеціальних круглих формах з дюралюмінію діаметром 25 мм, товщина шару валіну – 1 мм. При вимірюванні спектрів зразки розташовувалися вертикально у спеціально виготовлений тримач таким чином, що кут падіння збуджуючих фотонів від ксенонової лампи складав 15° до поверхні, відповідно кут спостереження люмінесценції – 75° . На вихідній щілині ксенонової лампи для виділення ультрафіолетового діапазону спектра був встановлений світлофільтр УФС-5 (полоса пропускання $200\div 400$ нм, коефіцієнт пропускання $\sim 45\%$ на довжині хвилі 275 нм). Для запобігання потрапляння УФ фотонів перед вхідною щілиною аналізуючого монохроматора встановлювався світлофільтр ЖС-11 (область пропускання ≥ 400 нм, коефіцієнт пропускання світла $\geq 92\%$). Реєстрацію спектрів здійснювали на швидкості 600 нм/хв. Спектральні інтервали пропускання обох монохроматорів (як від джерела фотонів, так і перед детектором) обирались рівними 5 нм.

Опромінення зразків валіну масою 3 г здійснювали на установці Nalcyon пучком електронів з енергією 6 MeV діаметром 10 см. Опромінення виконано за технологію Flattening Filter Free, яка запобігає використанню енергії гальмівного випромінювання. Дози опромінення визначені штатним дозиметром з точністю 1%. Спектри фотолюмінесценції досліджені для зразків валіну, опромінених дозами 0,2, 0,5, 2 та 5 Гр.

На рис. 1 показані спектри ФЛ неопроміненого валіну для різних довжин хвиль збуджуючих фотонів, які демонструють вплив енергії збуджуючих фотонів на формування спектрів. Як було нами показано в [1] люмінесцентне випромінювання на поверхні валіну зумовлене процесами збуджень двохатомних фрагментів ОН та СО. На рис. 2 для прикладу показані спектри ФЛ для опромінених зразків, отримані при збудженні з довжиною хвилі 323 нм. Аналогічні спектри отримані і при збудженні $\lambda_{36}=275, 351$ та 380 нм.

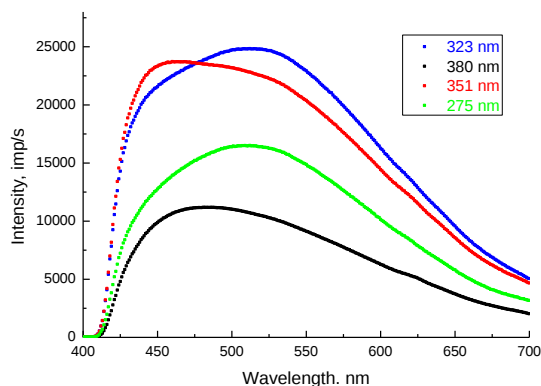


Рис. 1. Спектри ФЛ валіну.

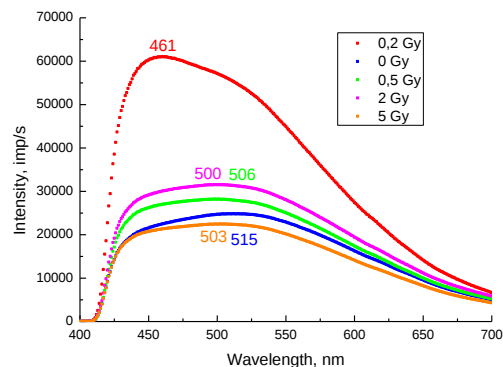


Рис. 2. Спектри ФЛ опромінених зразків для $\lambda_{36}=323$ нм.

Принципова різниця спостерігається у спектрі зразка, опроміненого дозою 0,2 Гр. По перше, інтенсивність люмінесценції збільшується більше, ніж у два рази. По друге, максимум зміщується у короткохвильову область (461 нм), де домінує випромінювання радикала ОН. Для решти зразків інтенсивність змінюється на рівні 30%, завжди домінує довгохвильовий максимум. Чіткої залежності положення максимуму від величини дози опромінення не виявлено, проте можна зазначити, що його значення завжди менше, ніж для неопроміненого зразка. Це означає, що опромінення валіну електронами супроводжується зміною зв'язків ОН та СО у складі молекули. Перевірка впливу опромінення на можливу зміну мікрокристалічної будови валіну за допомогою вивчення спектрів рентгенівської дифракції показала, що жодних змін не спостерігається. Враховуючи, що аналогічний результат отримано раніше і для набагато більших доз опромінення електронами ($20 \div 100$ кГр) [2], можна зробити висновок, що опромінення валіну електронами не змінює мікрокристалічну будову, але впливає на розташування карбоксильної групи COOH .

[1] Yu Bandurin et al. 2022 Eur. Phys. J. D **76** 9-14.

[2] Yu Bandurin et al. Book of Abstr. ICPEAC 2023. Ottawa, Canada AF002.

ЕМІСІЯ ФОТОНІВ ПРИ ЕЛЕКТРОННОМУ БОМБАРДУВАННІ ВАЛІНУ

Ю.А. Бандурин, М.М Ердевді, А.М. Милимко, А.М. Завілопуло

*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород
e-mail: bandurin_unc@ukr.net*

Взаємодія елементарних частинок з молекулами амінокислот у газовій фазі залишається актуальним напрямком досліджень. При взаємодії прискорених електронів з молекулами амінокислот спостерігається утворення як заряджених фрагментів молекул (з негативним та позитивним зарядом), так і нейтральних збуджених, які випромінюють смуги молекулярного випромінювання [1]. Крім цього, у спектрах випромінювання також наявна атомарна лінія атома водню H_{β} . В продовження цих досліджень проведено вимірювання спектрів випромінювання при електронному ударі молекул валіну, опромінених дозою 0,5 Гр.

Експеримент проводився з використанням паронаповненої комірки, в якій з ампули з незалежним нагріванням створювалася концентрація молекул валіну при взаємодії з електронами порядку $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Пучок електронів діаметром 2 мм, силою струму 30÷40 μA в інтервалі енергій 0÷70 eV детектувався циліндром Фарадея. Моноенергетичність електронного пучка (повна ширина на напіввисоті) була не гіршою від $\Delta E_{1/2} = 0.5 \text{ eV}$ і визначалася автоматично перед кожним виміром.

Випромінювання з комірки зіткнень через кварцове вікно на бічній стінці вакуумної камери за допомогою лінзи фокусувалося на вхідну щілину монохроматора МДР-2 та детектувалося фотоелектронним помножувачем. Система автоматичного контролю параметрів та реєстрації корисного сигналу дозволяла працювати в режимі рахунку фотонів та спрямовувати електронні імпульси з ФЕУ для обробки та запису на персональний комп'ютер. Оптичні спектри випромінювання в діапазоні довжин хвиль $\lambda = 200\div 450 \text{ nm}$ вимірювалися з кроком 0.547 nm, зміна якого забезпечувалася кроковим двигуном. Час експозиції накопичення сигналу вибирався 5 с у кожній точці, а вхідна та вихідна щілини монохроматора шириною 1 мм забезпечували роздільну здатність $\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$.

Зразок валіну масою 3 г опромінювали на установці Halcyon пучком електронів з енергією 6 MeV дозою 0,5 Гр. В комірку з підігрівом завантажували 0,3 г порошку. За температури підігріву 85°C (контролювали термopарою) розпочиналося випаровування молекул валіну. Експеримент проведено при робочій температурі комірки 96°C.

На рис. 1 наведені спектри випромінювання опроміненого валіну при бомбардуванні електронами різної енергії 20, 30, 50 та 70 eV. В порівнянні зі спектрами неопроміненого валіну [1] можна зазначити наступне.

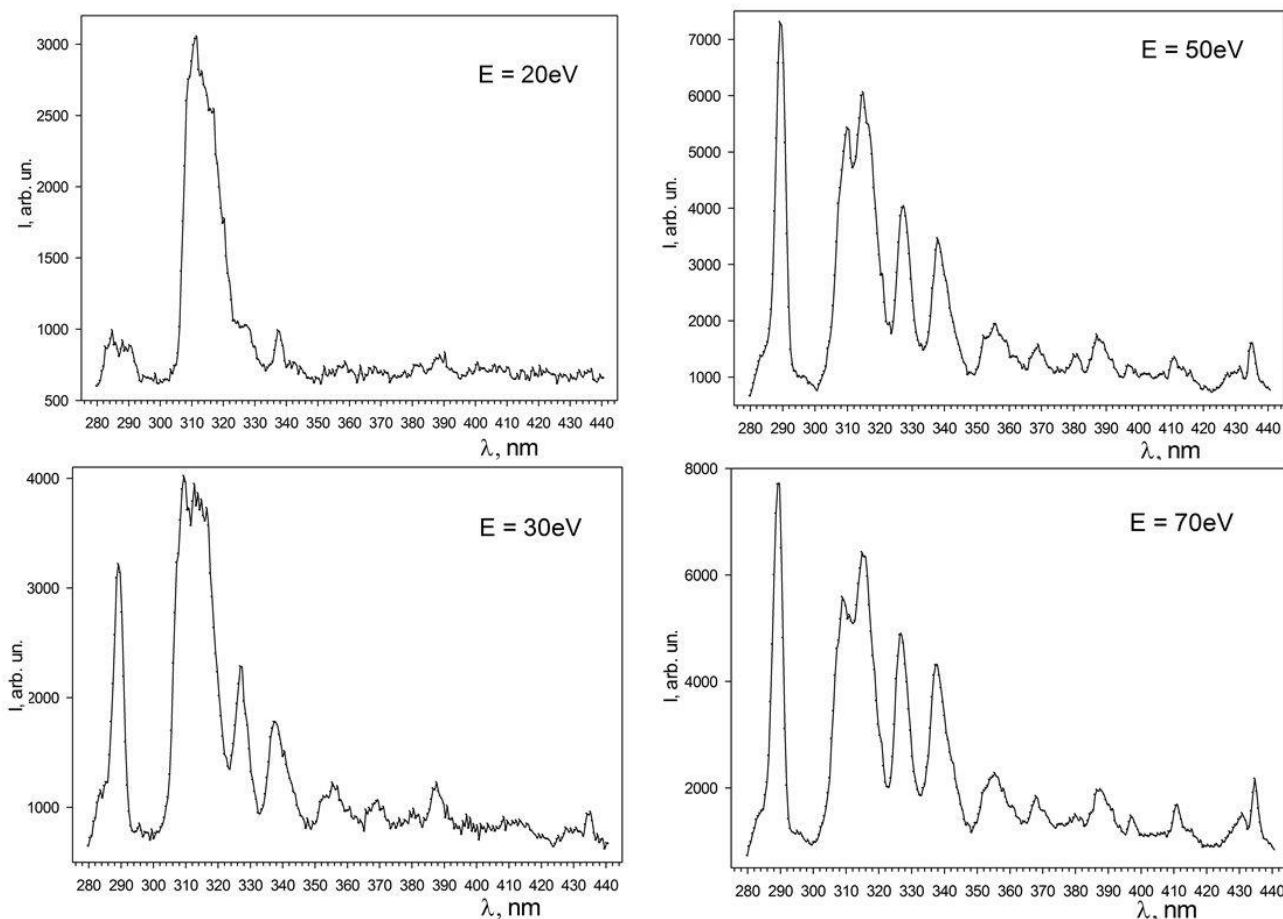


Рис. 1. Спектри випромінювання опроміненого валіну при різних енергіях електронів.

Для обох зразків основний внесок вносить широка смуга 305–311 nm, яка ідентифікується як випромінювання радикала ОН (перехід $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi_i$ (0-0)). Ця ж система, але з коливальними рівнями 1-1 проявляється при 312,5+314,5 nm; а з рівнями 2-2 – при 318,5, 321, 323 nm. Однак енергія бомбардуючих електронів по-різному впливає на розподіл інтенсивностей у спектрах опроміненого зразка. Найбільші зміни спостерігаються в короткохвильовій ділянці спектра, де відбувається конкуренція між смугами ОН (перехід цієї ж системи з коливальними рівнями 1-0 281,2, 283 та 284 nm) та смугою СО (смугою 3 позитивної групи, перехід $b^3\Sigma^+ - a^3\Pi$ з коливальними рівнями 0-0 і $\lambda=283$ nm). Остання суттєво зменшує інтенсивність випромінювання при мінімальній енергії електронів 20 eV, чого не спостерігалось для неопроміненого зразка. Обидва збуджені фрагменти ОН* і СО* без сумніву утворені внаслідок електронного удару. Одержані нами вперше спектри випромінювання опроміненого зразка валіну дозволяють сподіватись, що майбутнє вимірювання функцій збудження цих смуг та визначення порогів появи цих емісій дозволить отримати більше інформації про структурні зміни молекули валіну внаслідок опромінення.

Автори вдячні Ю.В. Федурці за опромінення зразків валіну.

ANALYSIS OF EXPERIMENTAL DATA ON THE SPALLATION OF THE ^{12}C NUCLEUS BY HIGH-ENERGY PROTONS

R. Murtazin, S. Karpus

*National Science Center “Kharkiv Institute of Physics and Technology”, Kharkiv
e-mail: rumurtazin@gmail.com*

The ^{12}C nucleus is an important member of the CNO-cycle – the source of stellar energy, this element takes an active part in thermonuclear fusion. In the CNO- process, after several consecutive proton captures, an α -particle is formed and additional energy is released. However, when high energy protons (average solar energy proton $E_p = 50$ MeV) interact with ^{12}C , the carbon nucleus does not undergo transformation into a heavier element. Moreover, the chain of nuclear transformations proceeds in the direction of mass and charge reduction, since the energy transferred to the ^{12}C nucleus leads to its disintegration. A rival process is formed. The decay channels involving ^8Be and ^9B nuclei are of interest. These short-lived isotopes may compete with the process of complete disintegration of the ^{12}C nucleus. By using computer simulation, existing experimental data can be analyzed. The computer code TALYS [1] predictions, allow to analyses the disintegration mechanisms of ^{12}C relative to the intermediate reaction channels with ^8Be and ^9B and to take into account the contribution involving these two nuclei.

[1] N.Otuka, E.Dupont, V.Semkova, B.Pritychenko, A.I.Blokhin, M.Aikawa, S.Babykina, M.Bossant, G.Chen, S.Dunaeva, R.A.Forrest, T.Fukahori, N.Furutachi, S.Ganesan, Z.Ge, O.O.Gritzay, M.Herman, S.Hlavač, K.Katō, B.Lalremruata, Y.O.Lee, A.Makinaga, K.Matsumoto, M.Mikhaylyukova, G.Pikulina, V.G.Pronyaev, A.Saxena, O.Schwerer, S.P.Simakov, N.Soppera, R.Suzuki, S.Takács, X.Tao, S.Taova, F.Tárkányi, V.V.Varlamov, J.Wang, S.C.Yang, V.Zerkin, Y.Zhuang. Towards a More Complete and Accurate Experimental Nuclear Reaction Data Library (EXFOR): International Collaboration Between Nuclear Reaction Data Centres (NRDC). Nucl. Data Sheets. 120 (2014) 272 .

[2] Arjan Koning, Stephane Hilaire and Stephane Goriely. TALYS: modeling of nuclear reactions. Eur. Phys. J. A (2023) 59: 131.
<https://doi.org/10.1140/epja/s10050-023-01034-3>

ДОСЛІДЖЕННЯ УТВОРЕННЯ ІЗОМЕРНОЇ ПАРИ $^{52m,g}\text{Mn}$ У ВИСОКОПОРОГОВИХ ФОТОЯДЕРНИХ РЕАКЦІЯХ

О. А. Безшийко¹, О. М. Водін², О.Ю. Габідулін¹, Л. О. Голінка-Безшийко¹,
І. М. Каденко¹, В. А. Кушнір², В. В. Мітроченко², С. М. Олійник²,
С. А. Пережогін², S. Barsuk³

¹Київський національний університет імені Тараса Шевченка, м. Київ;

²НДК "Прискорювач" ННЦ ХФТІ НАН України, м. Харків;

³Université Paris-Saclay, CNRS, IN2P3, IJCLab, Orsay, France

e-mail: lyalkagb@gmail.com

Метод ізомерних відношень є потужним і методично простим методом для дослідження характеристик структури ядра та механізмів ядерних реакцій, який широко використовується для дослідження продуктів різноманітних ядерних реакцій із заселенням дискретних рівнів.

Використання високоенергетичних гамма-квантів, як налітаючих частинок в ядерних реакціях, має істотні переваги для вивчення ядерної структури та механізмів ядерних реакцій. В енергії збудження складеного ядра відсутня енергія зв'язку налітаючої частинки, гамма-кванти не вносять великого кутового моменту в ядро.

Хоча дуже детально досліджено діапазон енергій в околі гігантського дипольного резонансу (ГДР) та в області енергій вище порогу утворення піонів, область енергій від 30 до 100 МеВ досліджена набагато менше, в основному через те, що значення перерізів у цьому діапазоні дуже малі й інтенсивних джерел гамма-квантів з можливим плавним регулюванням енергії не так багато.

У рамках цієї роботи проведено вимірювання ізомерних відношень для ядра $^{52m,g}\text{Mn}$, що є продуктом фотоядерної реакції $(\gamma, 3n)$ на $^{55m,g}\text{Mn}$. Опромінення проводилося гамма-квантами гальмівного спектра з граничною енергією 45,3 МеВ. Джерелом гамма-квантів слугував прискорювач електронів ЛУЕ-40 НДК «Прискорювач» ННЦ ХФТІ. Гальмівна мішень представляла собою танталову пластину, товщиною 1,05 мм. Для вимірювання наведеної γ -активності зразків використовувався спектрометр на базі напівпровідникового HPGe-детектора з відносною ефективністю 20% і енергетичною роздільною здатністю 1,9 кеВ для γ -лінії 1332 кеВ ^{60}Co .

В роботі ізомерне відношення розраховувалося як відношення виходу реакції з утворенням кінцевого ядра у стані з вищим спіном до виходу реакції з утворенням кінцевого ядра у стані з нижчим спіном $D = \frac{Y_H}{Y_L}$. Оскільки метастабільний стан ядра $^{52m,g}\text{Mn}$ має спін та парність -2^+ , а основний стан має спін та парність -6^+ , то для продукту реакції $^{55}\text{Mn}(\gamma, 3n)^{52m,g}\text{Mn}$ ізомерне відношення визначається як відношення виходу основного стану ядра до метастабільного. Утворення ядер в ізомерному та основному станах

відслідковувалося за реєстрацією гамма-квантів з енергією 1434.092 кеВ, що є спільним для розрядки обох рівнів.

Для автоматизації розрахунку було написано код на мові Python, який як вхідні дані приймає такі величини як часи активації, охолодження та набору спектра, параметри піку з апаратурного спектра з урахуванням похибок, відстань зразок-детектор, параметри ефективності реєстрації, тощо.

Проведено порівняння отриманого ізомерного відношення для продуктів реакції $^{55}\text{Mn}(\gamma, 3n)^{52\text{m,g}}\text{Mn}$ з результатами теоретичних розрахунків з використанням коду TALYS [1].

Оскільки експериментально ми досліджували ізомерне відношення виходів, а код TALYS дає розрахунок ізомерного відношенні перерізів, то для коректного порівняння результатів був написаний ще один код на мові Python.

Експериментальне значення добре узгоджується з даними теоретичних розрахунків (див. Рис. 1).

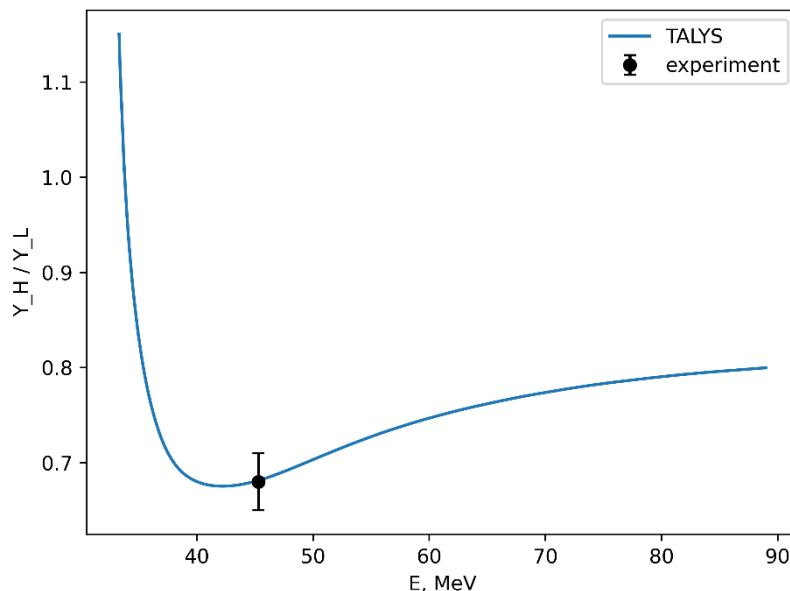


Рис. 1. Залежність $Y_H(E_\gamma)/Y_L(E_\gamma)$ від максимальної енергії γ -квантів для гальмівного спектра, розрахована з використанням коду TALYS для $^{52\text{m,g}}\text{Mn}$ продукту реакції $^{55}\text{Mn}(\gamma, 3n)^{52\text{m,g}}\text{Mn}$. Суцільне коло – отримані експериментальні дані, лінія – розрахунки з використанням коду TALYS.

Наукова робота авторів з Київського національного університету імені Тараса Шевченка і LAL проводилося в рамках міжнародної асоційованої лабораторії LIA IDEATE.

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

[1] A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling (AIP Conf. Proc. Vol. 769. - P. 1154-1159). [Електронний ресурс]: <http://www.talys.eu>.

ВПЛИВ ГЛІЦЕРИНУ НА СПЕКТРИ ЕЛЕКТРОН-ФОТОННОЇ ЕМІСІЇ ПОВЕРХОНЬ КРИСТАЛІВ NaCl, МОДИФІКОВАНИХ РОЗЧИНАМИ $C_3H_5(OH)_3$ З НАНОЧАСТИНКАМИ Cu і Ag

О.М. Конопльов, А.А. Сливка, Й.Й. Брандіс, О.Й. Миня, І.В. Шевера,
М.О. Маргітич, І.І. Шафраньош, М.М Фелдій

ДВНЗ «Ужгородський національний університет»,
e-mail: alexander.konoplyov@uzhnu.edu.ua

Наночастинки (НЧ) металів, дисперговані в матриці діелектричних речовин, демонструють особливі оптичні і електричні властивості. Це дозволяє використовувати їх при розробці нових сенсорів, в оптоелектроніці, нелінійній оптиці, для зберігання енергії, тощо. Також унікальні фізико-хімічні, каталітичні, медико-біологічні властивості нанорозмірних металів є причиною їх широкого дослідження і практичного застосування в багатьох галузях науки і техніки. Зокрема, нанорозмірні частинки Cu, Au і Ag вже знаходять застосування як бактерицидні та протипухлинні препарати [1–3].

Метою даної роботи було адаптувати метод електрон-фотонної спектроскопії (ЕФС) [4] для дослідження емісійних і люмінесцентних характеристик як «чистої», так і наноструктурованої та модифікованої поверхонь кристала NaCl, та дослідити вплив гліцерину, наночастинок срібла і міді на люмінесцентні та спектральні властивості NaCl.

Дослідження спектральних характеристик електрон-фотонної емісії поверхонь чистого кристала NaCl та поверхонь кристалів, модифікованих розчинами гліцерину ($C_3H_5(OH)_3$) з наночастинами Cu і Ag, проведено на надвисоковакуумній установці УСУ-4 методом електрон-фотонної спектроскопії. Робочий тиск залишкових газів у камері взаємодії не перевищував 10^{-9} Тор. Енергія пучка електронів у всіх етапах досліджень становила 600 еВ. Діаметр поперечного перерізу пучка електронів складав 5 мм при струмі бомбардуючих електронів 20 мА.

Спостереження здійснювалося вздовж нормалі до поверхні мішені ($\theta \approx 0^\circ$), а бомбардування проводили під кутом 15° від нормалі до поверхні. Для всіх зразків дослідження здійснювалися в оптичному інтервалі від 200 до 800 нм.

На рис.1 наведені спектрограми ЕФЕ поверхонь "чистого" монокристала NaCl, поверхонь кристала, модифікованих методом осаду чистого гліцерину та розчинами гліцерину з нановключеннями оксидів металів міді і срібла з подальшим висушуванням. Всі спектрограми записані при ширині щілин монохроматора 0,25 мм. В експерименті було використано дифракційну ґратку з 1200 штр/мм, для якої величина оберненої лінійної дисперсії складає 1,6 нм/мм. Експериментально було забезпечено роздільну здатність не гірше 0,4 нм.

Природа випромінювачів у спектрах ЕФЕ всіх чотирьох зразків досліджень може бути наступна. Неперервне випромінювання з максимумом $\lambda_1 = 500$ нм, на нашу думку, є рекомбінаційним світінням, яке виникає внаслідок збудження

електрон-діркових пар і наявністю дефектів типу F-центрів різної кратності, що зумовлені появою нових модифікованих дефектів типу H_A та V_K -центрів у об'ємі кристала.

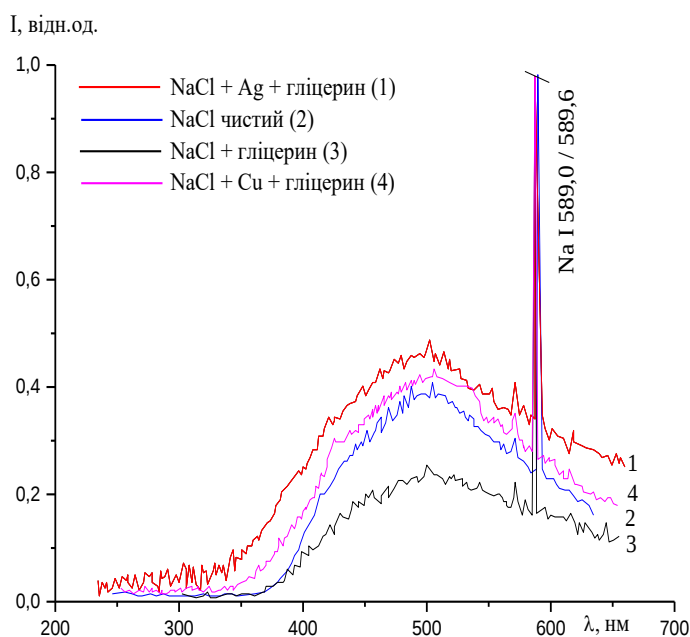


Рис.1. Порівняльні спектри ЕФЕ NaCl, NaCl + $C_3H_5(OH)_3$, NaCl + Ag + $C_3H_5(OH)_3$, NaCl + Cu + $C_3H_5(OH)_3$

Виявлено, що інтенсивність смуги випромінювання модифікованої поверхні монокристала гліцерином, приблизно вдвічі нижча, порівняно з інтенсивністю випромінювання смуги «чистого» монокристала. Цей експериментальний факт пояснюється процесом стравлювання (розчином) гліцерином гострих форм поверхні монокристала, а також переосадженням («заліковуванням») тріщин негативних форм монокристала. У наноструктурованого сріблом хлористого натрію збільшилася інтенсивність неперервного випромінювання на 20–30%, а у наноструктурованого міддю хлористого натрію інтенсивність неперервного випромінювання збільшилася на 10%. Ми пояснюємо цей факт дефектами типу H_A і H'_A -центрів і можливо плазмонним випромінюванням срібла та міді – для поверхонь, наноструктурованих сріблом та міддю.

Явище ЕФЕ високочутливе до властивостей поверхні, через що метод ЕФС чудово реалізується для дослідження наноструктурованих об'єктів.

- [1] Maiti M., Pramanik S.K., Pal U. et al. J. Nanopart. Res. -V.16 -P. 2179 -2192. (2013).
- [2] Panigrahi S., Kundu S., Basu S. et al. Nanotechnology.-V.17.-P. 5461-5469 (2006).
- [3] Khan M.M., Kalathil S., Lee J. et al. Korean Chem. Soc. – V. 33, N 8. – P. 2592–2596 (2012).
- [4] І.С. Митропольський, В.В. Кузьма, О.М. Конопльов, В.С. Буксар Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика. Випуск 40. – (2016).

ON FAST CHARGED PARTICLES SCATTERING ON A FLAT RELATIVISTIC BEAM OF CHARGED PARTICLES IN THE CONTINUOUS POTENTIAL APPROXIMATION

N.F. Shul'ga, V.D. Omelchenko

*National Science Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology", Kharkiv;
V.N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv
e-mail: koriukina@kipt.kharkov.ua*

In the present work, we consider the problem of fast charged particles scattering on a relativistic beam of charged particles. The research is conducted in the eikonal approximation of quantum electrodynamics. The eikonal approximation has a wider application region compared to the frequently used Born approximation.

Based on the developed approach [1, 2] for the consideration of scattering on stationary targets, a method for considering scattering on moving targets without additional transformations of coordinate systems was formulated. We note that the suggested approach allows obtaining the differential scattering cross section in a relatively simple way, creating an alternative to the particle scattering simulation method. To generalize the approach of scattering on stationary targets, the wave function of a particle moving in a four-potential, which depends in a certain way on time, was found in the eikonal approximation from the Klein-Gordon and Dirac equations.

It was shown that in the zero eikonal approximation, the expression for scattering on a moving target is analogous to the expression for scattering on a stationary target. Such correspondence is in good agreement with relativistic theory. The fulfillment of the energy conservation law in this approach was also demonstrated.

The shape of the target beam is chosen to be close to the shapes found in experiments at the SuperKEKB accelerator (Japan): in the cross-section of the beam, we consider it flat along one axis, and along the other axis the particles are distributed according to the Gaussian law. According to the suggested approach, the distribution function of particles in the beam determines the scattering cross-section. In this work, we found a function that defines a continuous potential for a selected distribution of particles in the target, as well as functions that, from a quasi-classical point of view, determine the transferred momentum along different axes. Also, for the selected target, it was shown that the approximation of the continuous potential is appropriate since the quadratic in the potential terms were much smaller than the linear ones (corresponding to this approximation).

We also note that the continuous potential function has a logarithmic divergence as the distance from the target beam increases. Such a divergence is not physical, since the long-range potential of the beam is screened by the walls of the experimental setup or by the incident beam of the opposite charge. To eliminate this divergence, we considered two options of cutoff. Both cutoffs resulted in similar differential scattering cross-sections. Also, for comparison, the problem was considered in the quasi-classical approximation. The results of both approaches coincide by an order of magnitude.

It is illustrated that, in the case of scattering in a long-range potential, a significant contribution to the scattering cross-section is made by the impact parameters of large values. This feature distinguishes scattering on a relativistic beam from scattering, for example, on a crystal, where the potential is short-range and only small impact parameters are significant.

The possibility of the rainbow scattering effect for this problem requires additional research.

- [1] N.F. Shul'ga, V.D. Koriukina. On coherent and incoherent scattering of fast charged particles in ultrathin crystals. Problems of Atomic Science and Technology. 2020. Vol. 127. P. 120–125. <https://doi.org/10.46813/2020-127-120>.
- [2] N.F. Shul'ga, V.D. Koriukina. The Eikonal Approximation of the Scattering Theory for Fast Charged Particles in a Thin Layer of Crystalline and Amorphous Media. Nucl. Instr. Meth B. 2021. Vol. 487. P.25–29. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2020.09.014>.

ON THE DIRAC EQUATION IN N AND SIX SPATIAL DIMENSIONS

V.M. Simulik

*Institute of Electron Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Uzhgorod
e-mail: vsimulik@gmail.com*

The year 2025 will be the centenary year since the discovery of quantum mechanics [1]. Modern high energy physics is increasingly interested in the equations of motion of quantum particles in the spaces of higher dimensions. Recently, with the interest in the higher dimensional field theory, the N -dimensional Schrödinger equation with different potentials has been studied by many authors, see, e.g., [2, 3].

The N -component Dirac equation was mentioned in [4, 5] in the procedure of derivation of the ordinary 4-component Dirac equation. Taking into account the theory of the N -dimensional gamma matrix representations of the Clifford algebras [6–11] the N -component Dirac equation can be constructed in the N -dimensional space-time. Such generalization was considered in [12–14] and was called the Dirac equation in $D+1$ space-time or the Dirac equation in D spatial dimensions.

For our purposes we study the 8-component Dirac equation in the 7-component space-time [15]. For example, the equation without redundant components for the particles carrying the spin $S=3/2$ has 8-component wave function [16–18].

In the paper [15] the generalized Dirac equation related to 7-component space-time with one time coordinate and six space coordinates has been introduced and solved. Three 8-component Dirac equations from one and the same 64-dimensional gamma matrix representations of the Clifford algebra have been derived. Such Clifford – Dirac algebra was shown to be the subalgebra of the 256-dimensional gamma matrix representation of the Clifford algebra, which was put into consideration in [19]. This matrix algebra over the field of real numbers is proved to have 256-dimensional basis and to be isomorphic to geometric $Cl(1,7)$ algebra. The proof is based on the ideas and formalism presented in the publications [20–23].

Thus, the main goal of this brief communication is the generalization of the 8-component Dirac equation for the 7-component Minkowski type space-time $M(1,6)$.

The conclusion that the suggested equation is new follows from the consideration in [17], Chapter 2, where 26 variants of the Dirac equation derivation and Dirac formalism were reviewed. Of course, the results and considerations in the monograph [23] are taken into account.

Here as well as in our investigations [24] the matrix representations of the Clifford algebras were only the step in the derivation of corresponding Lie algebras $SO(8)$ and $SO(1,7)$ (for the general theory see, e.g., [25]). The gamma matrix representations of these Lie algebras were the basis for the proof of Bose properties of the Dirac equation [24]. The transition from the Clifford to the Lie algebras of $SO(m,n)$ types is based on [24, 26] and on the start from [27]. The corresponding gamma matrix

representation of 45-dimensional $SO(1,9)$ algebra is derived and its generalization to the $SO(m,n)$ algebra is demonstrated.

We are able here to suggest the original application to the dark matter and dark energy explanation! Indeed, here the time axe in $M^*(1,3)$ and in ordinary $M(1,3)$ is one and the same. Therefore, here the Dirac-like equation in 7-component space-time $M(1,6)$ coupled together these two possibly different space-time manifolds ($M^*(1,3)$, $M(1,3)$) and the physics inside as well. Another application of the new Dirac-like equation is the direct continuation of investigations [24, 26] for the case of 8-component Dirac equation and special spin 3/2 equations [16–18], which can be considered in the form of 8-component Dirac equation as well. Note that here corresponding to the suggested Dirac-like equation quantum-mechanical and canonical field (of Foldy – Wouthuysen type) equations are put into discussions as well.

- [1] W. Heisenberg, Z. Phys. **33**, 879 (1925).
- [2] K.J. Oyewumi, F.O. Akinpelu, A.D. Agboola, Int J, Theor. Phys. **47**, 1039 (2008).
- [3] Wahyulianti1, Suparmi, Cari, F. Anwar, J. Phys: Conf. Ser. **795**, 012022 (2017).
- [4] J.D. Bjorken, S.D. Drell, Relativistic Quantum Mechanics (McGraw Hill Book Co, New York, 1964).
- [5] W. Greiner, Relativistic Quantum Mechanics, Wave Equations, 3rd edition (Springer, Berlin, 2000).
- [6] A. Pais, J. Math. Phys. **3**, 1135 (1962).
- [7] A.D. Kennedy, J. Math. Phys. **22**, 1330 (1981).
- [8] N. Salingaros, J. Math. Phys. **23**, 1 (1982).
- [9] C.P. Poole, Jr., H.A. Farach, Found. Phys. **12**, 719 (1982).
- [10] Y. Song, D. Lee, Adv. Appl. Cliff. Alg. **23**, 965 (2013).
- [11] Y. Brihaye, P. Maslanka, S. Giler, P. Kosinski, J. Math. Phys. **33**, 1579 (1992).
- [12] X-Y. Gu, Z-Q. Ma, S-H. Dong, Int. J. Mod. Phys. E. **11**, 335 (2002).
- [13] S-H. Dong, J. Phys. A: Math. Gen. **36**, 4977 (2003).
- [14] G. Chen, Phys. Rev. A. **72**, 044102 (2005).
- [15] V.M. Simulik, Carp. Math. Pub. **15**, 529 (2023).
- [16] V.M. Simulik, J. Phys: Conf. Ser. **670**, 012047 (2016).
- [17] V. Simulik, Relativistic Quantum Mechanics and Field Theory of Arbitrary Spin (Nova Science, New York, 2020).
- [18] V.M. Simulik, I I Vyikon, J. Phys. Commun. **6**, 075008 (2022).
- [19] V.M. Simulik, I I Vyikon, Adv. Appl. Cliff. Alg. **33**, 53 (2023).
- [20] R.H. Good, Jr., Rev. Mod. Phys. **27**, 187 (1955).
- [21] N.N. Bogoliubov, D.V. Shirkov, Introduction to the Theory of Quantized Fields (John Wiley and Sons Inc., New York, 1980).
- [22] P. Lounesto, Clifford Algebras and Spinors, 2-nd edition (Cambridge University Press, Cambridge, 2001).
- [23] B. Thaller, The Dirac equation (Springer, Berlin, 1992).
- [24] V.M. Simulik, I.Yu. Krivsky, Phys. Lett. A. **375**, 2479 (2011).
- [25] A. Das, S. Okubo, Lie Groups and Lie Algebras for Physicists (World Scientific, London, 2014).
- [26] V.M. Simulik, Adv. Appl. Clifford Algebras, **28**, 93 (2018).
- [27] M. Petras, Czech. J. Phys. **45**, 455 (1995).

ON THE EQUATIONS OF MOTION FOR THE BARYONS HAVING SPIN $S=3/2$

V.M. Simulik

*Institute of Electron Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Uzhgorod
e-mail: vsimulik@gmail.com*

The list of existing and hypothetical particles with spin $3/2$ is constantly growing. The number of experimentally found particles is increasing due to the work of the LHC, and theorists often predict new hypothetical particles. Registration of Δ -resonances having spin $S=3/2$ in LHC experiments continues, see, e.g., [1, 2]. Moreover, spin $3/2$ is found not only in elementary particles but also in other physical systems [3, 4].

Note that baryons with spin $3/2$ are long known in the particle physics. In particular, there is a multiplet of Δ -baryons, or Δ -resonances (Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 , Δ^-), consisting of three quarks of the type u and d . The Ω^- hyperon consists of three strange quarks (sss) and has a lifetime 10^{-10} s. Effective quantum field theory describes some properties of such elementary particles on the basis of the Rarita–Schwinger equation [5–7] and its minor modifications [8]. A fundamentally different physical example arises in supersymmetry. It is gravitino, which is a superpartner of graviton. However, contrary to hyperons (baryons with the spin $3/2$), superpartners are not experimentally observable and belongs to the hypothetical particles. Moreover, the graviton itself generates much more questions than the clear answers exist.

Furthermore, elementary particles with $S=3/2$ often are considered [9–11] as a carriers of dark matter.

We consider the first order relativistic equations, which describe the motion of the elementary particle having spin $3/2$. A comparative characteristic of such equations is given. The second order equations of the Klein–Gordon type are not discussed.

Known first order relativistic equations of motion of an elementary particle with spin $S=3/2$ can be divided into two groups. The first group contains a partial case of the corresponding equations for an arbitrary spin. The second group includes the specially suggested equations for the description of the properties of an elementary particle having spin $S=3/2$. In the first group the Bhabha [12–14] and Bargmann–Wigner [15] equations are the most known. The Rarita–Schwinger [16] and Fisk–Tait [17] equations are the most known among the special equations (second group) for the particle having spin $3/2$. The first equation for a particle of an arbitrary half-integer spin was proposed by P. Dirac in 1936 [18]. After that step by step main equations for an arbitrary spin by M. Fierz and W Pauli [19, 20], by H. Bhabha [12–14] and by W Bargmann and E Wigner [15] were suggested.

Recently, in order to describe the motion of a particle of arbitrary spin better, the start of introducing of the new equation [21–24] was given. Such equation has an interesting 8-component special case for the spin $S=3/2$. Proposed equation was without redundant components and was proved to be invariant with respect to the

transformations of the Poincaré group. The first step in analysis of the equation [21–24] is the comparison with the well-known approaches [12–20] to the problem.

Below, in order to provide the comparison of the main properties of the equations [12–24] between each other, the partial case when $S=3/2$ is analyzed.

The main goal of this brief communication is the further development of the ideas suggested in [21–24] together with the suggested therein new equation. Here the 4-component Schrödinger, Schrödinger–Foldy, Foldy–Wouthuysen and Dirac equations for the particle having spin $S=3/2$ are introduced. As the final step the 8-component Schrödinger, Schrödinger–Foldy, Foldy–Wouthuysen and Dirac equations for the spin $3/2$ particle-antiparticle doublet in the Minkowski space-time $M(1,3)$ are considered. Taking into account the result [25] we can consider all these equations in the 7-component space-time $R(1,6)$ as well.

Let me pay your attention that in the next year we shall be going to meet the centenary of the discovery of the quantum mechanics [26].

- [1] E. Solovieva *et al*, Phys. Lett. B. **672**, 1 (2009).
- [2] R. Aaij *et al*, Phys. Rev. Lett. **118**, 182001 (2017).
- [3] C. Wu, J-P. Hu, S-C. Zhang, Phys. Rev. Lett. **91**, 186402 (2017).
- [4] M.Yu. Kovalevsky, S.V. Peletminsky, Low Temp. Phys. **46**, 760 (2020).
- [5] H.T. Williams, Phys. Rev. C **31**, 2297 (1985).
- [6] M. Benmerrouch, R.M. Davidson, N.C. Mukhopadhyay, Phys. Rev. C **39**, 2339 (1989).
- [7] V. Pascalutsa, Phys. Lett. B **503**, 85 (2001).
- [8] J. Kristiano, S. Clymton, T. Mart, Phys. Rev. C **96**, 052201R (2017).
- [9] C-F. Chang, X-G. He, J. Tandean, Phys. Rev. D **96**, 075026 (2017).
- [10] M.O. Khojali *et al*, Eur. Phys. J. C **78**, 920 (2018).
- [11] M.A.G. Garcia *et al*, Phys. Rev. D **102**, 083533 (2020).
- [12] H.J. Bhabha, Curr. Sci. **14**, 89 (1945).
- [13] H.J. Bhabha, Rev. Mod. Phys. **17**, 200 (1945).
- [14] H.J. Bhabha, Proc. Indian Acad. Sci. A **34**, 335 (1951).
- [15] V. Bargmann, E.P. Wigner, Proc. Nat Acad. Sci. USA **34**, 211 (1948).
- [16] W Rarita, J. Schwinger, Phys. Rev. **60**, 61 (1941).
- [17] C. Fisk, W Tait, J. Phys. A: Math. Nucl. Gen. **6**, 383 (1973).
- [18] P.A.M. Dirac, Proc. R. Soc. Lond. A. **155**, 447 (1936).
- [19] M. Fierz, Helv. Phys. Acta **12**, 3 (1939).
- [20] M. Fierz, W. Pauli Proc. R. Soc. Lond. A. **173**, 211 (1939).
- [21] V.M. Simulik, Ukr. J. Phys, **60**, 985 (2015).
- [22] V.M. Simulik, J. Phys: Conf. Ser. **670** 012047 (2016).
- [23] V. Simulik, Relativistic Quantum Mechanics and Field Theory of Arbitrary Spin (Nova Science, New York, 2020).
- [24] V.M. Simulik, I I Vyikon, J. Phys. Commun. **6**, 075008 (2022).
- [25] V.M. Simulik, Carp. Math. Pub. **15**, 529 (2023).
- [26] W. Heisenberg, Z. Phys. **33**, 879 (1925).

THEORETICAL AND EXPERIMENTAL TESTING OF THE LONGITUDINAL ELECTROMAGNETIC WAVES

V.M. Simulik

*Institute of Electron Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Uzhgorod
e-mail: vsimulik@gmail.com*

A brief review of contemporary experimental and theoretical investigations of longitudinal electromagnetic waves is presented. The different media are under consideration. The special attention is given to the electro-scalar longitudinal wave. Among the longitudinal electromagnetic waves the existence of longitudinal electric waves together with accompanying scalar waves is discussed. The explanation is suggested within the framework of classical electrodynamics, based on the ordinary Maxwell equations in the terms of field strengths, without any generalizations of this theory.

In contemporary discussions of the problem of studying longitudinal electromagnetic waves in various media, several dozen authors offer various generalizations of Maxwell's classical electrodynamics as explanations. Recently a review of such generalizations was published [1].

Our goal is to present clear demonstration that no generalization of Maxwell's equations is required for the theoretical explanation of such phenomena.

Plasma. Assertion on the existence of longitudinal electromagnetic waves in plasma has been known for a long time, see, e.g., the articles [2–5]. Moreover, the publications [2, 3] represent the birth of plasma. In the paper [6] excitation of longitudinal electromagnetic waves in restricted plasma by injection of relativistic electron beams was considered. The review on the longitudinal electromagnetic waves in plasma is the part of the book [7]. The role of longitudinal photons in relativistic magneto-active plasma is studied in the paper [8]. It is shown that the existence of longitudinal photons in a strong magnetic field has the well-known Bogoliubov-type energy spectrum.

The theoretical description of *longitudinal electromagnetic waves between parallel plates* was given in [9]. Landau and Lifshitz [10] in their volume 8 mentioned the existence of longitudinal electromagnetic waves in *specific cases of electrodynamics of continuous media*.

Plasmons. The step from plasma to plasmons is very small. Nevertheless, the space-time limitation of plasmons is a fundamental physical difference from plasma in general. The analysis of the papers [11–15] is presented.

Crystals. In the paper [16] a theory of electromagnetic waves in a crystal, where excitons are produced, has been considered. Recently, in the article [17] the properties of longitudinal electromagnetic oscillations in metals and their excitation at planar and spherical surfaces have been studied.

Waveguides. A brief review of the results known from the patent [18] and the article [19] is suggested. In particular, patent [18] presented a longitudinal-scalar

electromagnetic wave radiating device. The authors of [19] on the basis of numerical calculations prove the existence of a strong longitudinal electric field in silicon nanowire waveguides.

Antennas. The radiation and detection of longitudinal electric waves by antennas [20–25] is the subject of different experimental and theoretical investigations. As a devices for transmitting such a wave, a ball antenna and special antenna based on a sharpened radiating element of a conic form were proposed.

Interacting laser beams. In the experiments with laser beams [26–29] longitudinal waves were generated from transverse electromagnetic waves with radially symmetric polarization.

High-power laser pulses. In the article [30] the fields and propagation characteristics in vacuum of an ultra-short tightly focused radially polarized laser pulse were calculated. In the theoretical paper [31] the consideration of [27, 28] with the new experimental possibilities and devices has been continued. Analysis of the longitudinal field strength formed by tightly-focused radially-polarized femtosecond petawatt laser pulse has been presented.

Lens pupil, interlaced wire medium and epsilon-near-zero materials. The authors of the paper [32] investigated the largest possible longitudinal electric field component in the focal point of the lens. In order to realize such a situation the authors suggested, for example, known liquid crystal-based devices. In the recent paper [33] the investigation of the properties of a special class of wire media, which was called interlaced wire media, were presented. The test sample was given by two 3d wire meshes embedded one into another without an electrical connection between the meshes. The results of the article [33] lead us to so called epsilon-near-zero materials, in which also the existence of longitudinal electromagnetic waves is discussed [34].

Underwater propagation. The description of the underwater propagation of the longitudinal electromagnetic waves was the goal of the investigation [35] (see also the references there in). The problem of underwater wireless radio communication was studied. In fact, in [35] an attempt was made to give a general theoretical description of the experiments being carried out. The corresponding experimental part was not published. The general theoretical model constructed in [35] was based on the relationships between the massless Dirac and the Maxwell equations [36] and some generalization of the equations of classical electrodynamics. A reduction of formalism [35] to ordinary Maxwell equations was fulfilled in our papers [37, 38]. In contemporary investigations for such problems we use the Fourier method and directly solve the ordinary Maxwell equations [39] with oscillating current and charge densities in a specific medium. Therefore, today in such approach we do not use the relations with the Dirac equation.

After analysis of carried investigations we can conclude that all cited articles except [1] and [35] do not require a generalization of classical electrodynamics and the Maxwell's equations. Thus, we have something to contradict for the authors of [1] and numerous researchers on whose work this review is based.

[1] D. Reed, L.M. Hively, Symmetry **12**, 2110 (2020).

- [2] I. Langmuir, Proc. Nat. Acad. Sci. **14**, 627 (1928).
- [3] L. Tonks, I. Langmuir, Phys. Rev. **33**, 195 (1929).
- [4] A.A. Vlasov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **8**, 291 (1938).
- [5] L.M. Kovrizhnykh, V.N. Tsytovich, Sov. Phys. JETP. **19**, 1494 (1964).
- [6] L.S. Bogdankevich, A.A. Rukhadze, Sov. Phys. JETP. **35**, 126 (1972).
- [7] A.I. Akhiezer *at al.*, Plasma Electrodynamics, Vol. 1: Linear Theory, 1st. ed. (Pergamon Press, New York, 1975).
- [8] N.L. Tsintsadze, A. Rehman, G. Murtaza, H.A. Shah, Phys. Plasm. **14**, 102113 (2007).
- [9] V.C.A. Ferraro, H.T. Flint, Proc. Phys. Soc. **53**, 170 (1941).
- [10] L.D. Landau, E.M. Lifshitz, Electrodynamics of Continuous Media, 2nd. ed. (Pergamon Press, New York, 1984).
- [11] P.K. Jain, Z.H. Kim, W.D. Wei, J. Chem. Phys. **159**, 070401 (2023).
- [12] I. Abdulhalim, M. Zourob, A. Lakhtakia, Electromagnetics **28**, 214 (2008).
- [13] M.A. Kaliteevski *at al.*, Solid State Commun. **144**, 413 (2007).
- [14] E.Yu. Petrov, A.V. Kudrin, Phys. Rev. A. **94**, 032107 (2016).
- [15] C. Liu, H.C. Ong, Optics Commun. **407**, 132 (2018).
- [16] S.I. Pekar, Sov. Phys. JETP. **6**, 785 (1958).
- [17] V.V. Datsyuk, O.R. Pavlyniuk, Nano. Res. Lett. **12**, 473 (2017).
- [18] J.N. Kuznetsov, Patent Russ. Fed., RU 2287212 C1, Bull. No. 31 (10.11.2006).
- [19] J.B. Driscoll *at al.*, Opt. Expr. **17**, 2797 (2009).
- [20] C. Monstein, J.P. Wesley, Europhys. Lett. **59**, 514 (2002).
- [21] J.R. Bray, M.C. Britton, Europhys. Lett. **66**, 514 (2004).
- [22] K. Rebilas, Europhys. Lett. **83**, 60007 (2008).
- [23] E.J. Butterworth, C.B. Allison, D Cavazos, F.M. Mullen, J. Sci. Explor. **27**, 13 (2013).
- [24] M.V. Smelov, Patent Russ. Fed., RU 2354018 C2, Bull. No. 12 (27.04.2009).
- [25] Y.Z. Umul, Optik **166**, 236 (2018).
- [26] S.C. Tidwell, D.H Ford, W.D. Kimura, Appl. Opt. **29**, 2234 (1990).
- [27] R. Dorn, S. Quabis, G. Leuchs, Phys. Rev. Lett. **91**, 233901 (2003).
- [28] G. Miyaji *at al.*, Appl. Phys. Lett. **84**, 3855 (2004).
- [29] V.G. Niziev, V.P. Yakunin, N.G. Turkin, Quantum Electronics **39**, 505 (2009).
- [30] Y.I. Salamin, Phys. Rev. A. **92**, 053836 (2015).
- [31] T.M. Jeong, S. Bulanov, S. Weber, G. Korn, Opt. Expr. **26**, 33091 (2018).
- [32] H.P. Urbach, S.F. Pereira, Phys. Rev. Lett. **100**, 123904 (2008).
- [33] D. Sakhno, E. Koreshin, P.A. Belov, Phys. Rev. B. **100**, L100304 (2021).
- [34] N. Kukhtarev, N. Kukhtareva, T. Fedoseyev, A. Glushchenko, *AIP Conference Proceedings* **2164**, 090003 (2019).
- [35] N.P. Khvorostenko, Rus. Phys. J. **35**, 223 (1992).
- [36] V.M. Simulik, Theor. Math. Phys. **87**, 386 (1991).
- [37] I.Yu. Krivsky, V.M. Simulik, Proc. First Int. Conf. "Non-Euclidean geometry in modern physics. BGL-1", (August 13–16, 1997 – Institute of Electron Physics NAS of Ukraine, Uzhgorod, Ukraine) – 1997. – P. 193–199.
- [38] I.Yu. Krivsky, V.M. Simulik, Uzhgorod University Sci. Herald, Ser. Phys. **2**, 121 (1998).
- [39] V. Simulik, arXiv:1606.01738v2 [physics.class-ph] 3 Aug 2020, 23 p.

СПЕКТРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМОСТИМУЛЬОВАНИХ ВТОРИННИХ ЕМІСІЙНИХ ЕЛЕКТРОНІВ ЗІ СПЛАВУ Cu-Al-Mg

М. Лящов¹, С.Карпусь², О. Шопен², Є. Цяцько²

¹Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна

²Інститут фізики високих енергій і ядерної фізики Національного
наукового центру Харківський фізико-технічний інститут
e-mail: ljaschjov@ukr.net

Представлено результати обробки та аналізу енергетичних спектрів вторинних електронів, емітованих зі сплаву Cu-Al-Mg, при температурі зразків 293 К, 523 К, 623 К і 673 К за вольт-амперними характеристиками зразків. Експериментальні дані були отримані в роботі [1] за допомогою методу сферичного конденсатора (область потенціалів сканування від -50 до +50 В) при опроміненні зразків пучком первинних електронів з енергією до 500 еВ. Встановлено особливості енергетичних спектрів вторинних електронів у області затримуючих потенціалів та потенціалів витягування з урахуванням впливу температури на їх функцію розподілу.

Показано, що в діапазоні зазначених температур розподіл вторинних електронів за енергією змінюється, а саме: положення максимуму, відносний вихід та вклад низькоенергетичних електронів в області позитивних потенціалів сферичного конденсатора.

[1] V. L. Borisov, V. N. Lepeshinska. "Secondary emission properties of magnesium and beryllium alloy emitters after short-term activation": Science. manual: M.: "Izvestia Academy of Sciences of the USSR", 1958, vol. XXII, No. 5. P.534-545.

СИНТЕЗ ТОНКИХ ПЛІВОК У ПЛАЗМІ ІМПУЛЬСНО - ПЕРІОДИЧНОГО РОЗРЯДУ В СУМІШІ "S-He"

¹Світличний Є.А., ¹Генерал А.А., ¹Бандурин Ю.А., ²Миня О.Й., ²Поп М.М.,
²Шуаїбов О.К.

¹ Інститут електронної фізики НАН України,
вул. Університетська, 21, м. Ужгород
e-mail: bercheni14@gmail.com

² ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Народна пл.3, м. Ужгород
e-mail: oleksandr.minya@uzhnu.edu.ua

Синтез тонких плівок плазмовим напиленням – це інноваційна технологія, яка завдяки своїм властивостям і можливостям широко використовується в різних галузях промисловості. Висока адгезія, поверхнева щільність, рівномірне та швидке нанесення покриття, широкий вибір матеріалів і екологічність, є важливими для захисту поверхневих покриттів і компонентів [1].

Плазмове напилення – це напилення, при якому джерелом енергії є плазма. Як правило, для утворення плазми використовується інертний газ – аргон або гелій. Робоча речовина у вигляді порошку подається у плазму, де він розплавляється і розпилюється. Напилений матеріал осідає на поверхні виробу, де утворюється тонкий і щільний шар.

Технологія плазмового напилення знайшла своє застосування в різних галузях промисловості: захист від зносу та від корозії, теплоізоляція, електроізоляція, декоративні покриття, медична промисловість, електроніка та напівпровідники.

Виходячи з усього вищесказаного, дослідження в даному напрямку є актуальною задачею. Для проведення експериментів була розроблена універсальна газорозрядна камера, зображена на рис.1.

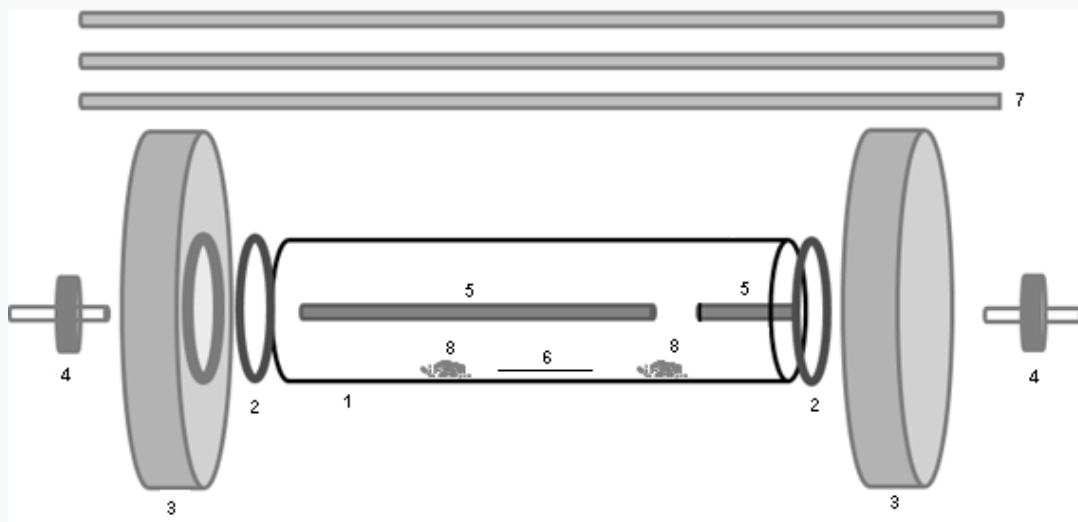


Рис. 1. Загальний вигляд універсальної розрядної камери. 1 – кварцова трубка, 2 – вакуумна прокладка, 3 – діелектричні фланці, 4 – універсальні високовольтні вводи, 5 – металеві електроди, 6 – скло, 7 – штифти для фіксації, 8 – сірка.

Універсальна газорозрядна камера складалась з кварцової трубки довжиною 15 см і діаметром 4 см, вакуумних прокладок, діелектричних фланців, універсальних високовольтних входів, металевих електродів з регульованою міжелектродною відстанню, нагрівального елемента (за бажанням), шпильки для фіксації. Слід зазначити, що як буферний газ ми використовували неон, тиск якого в газорозрядній камері не перевищував 10^5 Па. У нашому експерименті напруга випрямляча становила до 6 кВ, а середній струм випрямляча – 0,24 А. Значення накопичувальної ємності становило 1650 пФ при частоті повторення імпульсів від 1 до 10 кГц. Газорозрядна камера відкачувалась до вакууму 10^{-3} Па за допомогою форвакуумного насосу. Для наплення було використано сірку, розташовану в міжелектродному просторі.

В результаті експерименту нами було отримано плівку сірки на поверхні предметного скла. На рис. 2 наведено зображення цієї плівки при 10х збільшенні.

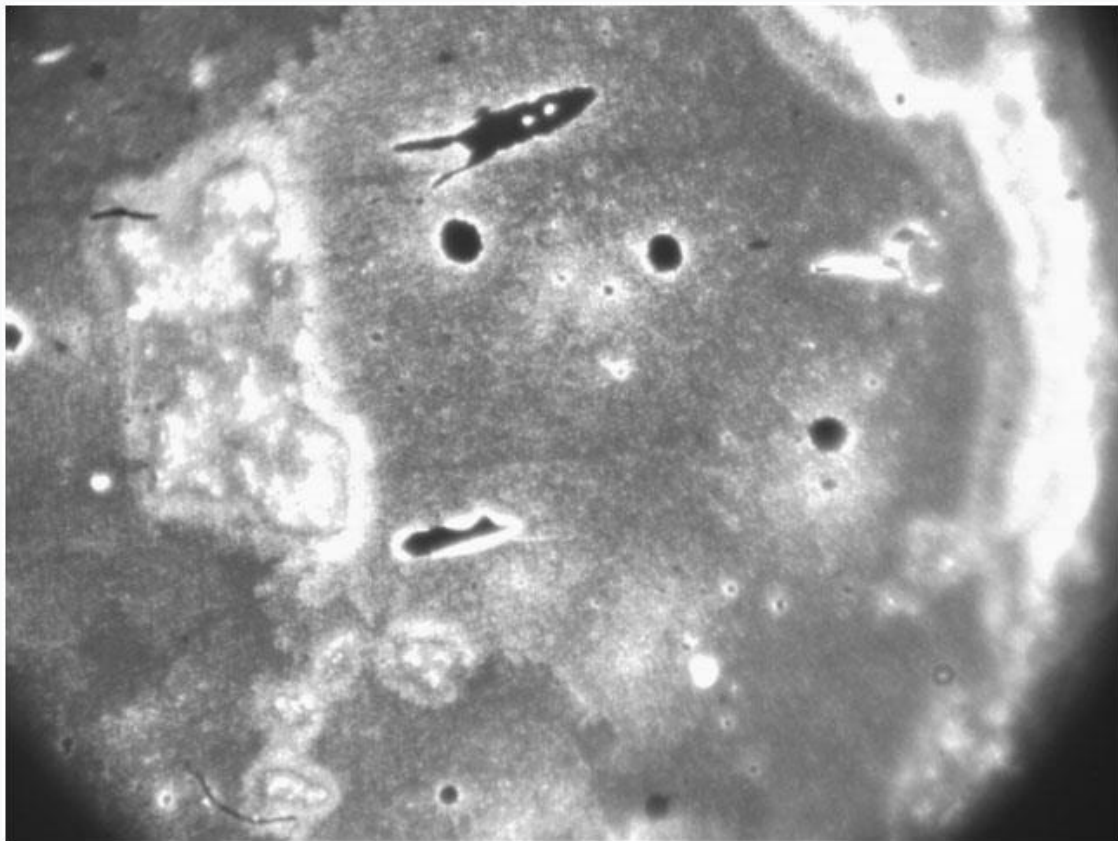


Рис. 2. Зображення поверхні предметного скла з плівкою S при 10х збільшенні.

[1] K. D. Weltmann, J. F. Kolb, M. Holub et al. The future for plasma science and technology. Plasma Process Polym. 2018.

ОТРИМАННЯ ІЗОТОПУ ^{22}Na , ЗАСТОСОВУЮЧИ ПРИСТРІЙ, РОЗРОБЛЕНИЙ ДЛЯ ОПРОМІНЮВАННЯ МІШЕНІ ВНУТРІШНІМ ПУЧКОМ ПРОТОНІВ ЦИКЛОТРОНА У-240

Л. В. Михайлов¹, М. В. Маковський¹, А. І. Піскарьов¹, В. М. Шевель¹,
Ю. В. Фальченко², Л. В. Петрушинець², В. Є. Федорчук²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Інститут електрозварювання ім. Є.О. Патона НАН України, Київ
e-mail: leomix@kinr.kiev.ua

Ізотопи ^{22}Na широко застосовується в різних галузях науки, у сільському господарстві, медицині.

У роботі [1] розглядається отримання ізоотопу ^{22}Na в результаті ядерних реакцій при взаємодії прискорених заряджених частинок (протонів енергією до 30 МеВ, дейтронів енергією до 25 МеВ та альфа-частинок енергією до 50 МеВ) з ядрами мішені. Метою роботи є визначення оптимальних умов напрацювання радіоактивного ізоотопу ^{22}Na на внутрішньому пучку циклотрона У-150 М Інституту ядерної фізики (м. Алмати, Казахстан).

Цей експеримент, враховуючи технічні характеристики циклотрона У-150М, показав можливість напрацювання на внутрішньому пучку протонів циклотрона різних радіонуклідів.

Ізохронний циклотрон У-240 ІЯД НАН України – єдиний діючий прискорювач, який перекриває необхідний діапазон енергій і на якому можна здійснювати напрацювання практично усіх циклотронних радіонуклідів. На циклотроні У-240 інтенсивність внутрішнього пучка протонів може досягати 100 мкА та більше. Така інтенсивність пучка протонів дає змогу ефективно напрацьовувати багато різних циклотронних радіонуклідів. Складність полягає в розробці мішеневих пристроїв, які б працювали в екстремальних умовах теплових і радіаційних навантажень в обмеженому просторі прискорювальної камери циклотрона та мали спроможність протягом всього часу опромінення (до кількох діб) витримувати ці навантаження без руйнації. Для напрацювання циклотронних радіонуклідів було застосовано пристрій, розроблений для опромінювання мішеней внутрішнім пучком циклотрона. Детальний опис конструкції даного пристрою наведено у роботі [2].

Розроблений пристрій для опромінювання мішеней внутрішнім пучком циклотрона було застосовано для напрацювання радіонукліда ^{22}Na .

Характеристика радіонукліда ^{22}Na : період напіврозпаду $T_{1/2}$ – 2,6 роки, енергія гамма-квантів E_γ – 1274 кеВ, енергія позитронів E_{β^+} – 511 кеВ. Відомі 23 ізотопи натрію з масовим числом від 17 до 39 і з числом нейтронів у ядрі від 6 до 28. Єдиний стабільний ізотоп – ^{23}Na . У більшості ізоотопів період напіврозпаду менше 1 хв, лише один радіоактивний ізотоп (^{22}Na) має період напіврозпаду

більше 1 року, і ще один (^{24}Na) більше 1 год. ^{22}Na використовують як джерело позитронів у наукових дослідженнях. Для напрацювання радіонуклідів ^{22}Na з ядерної реакції $^{24}\text{Mg}(p, ^3\text{He})^{22}\text{Na}$ створено зварну мішень для опромінювання пучком протонів. Аналіз супутніх ядерних реакцій показав, що найбільший вихід радіонукліда ^{22}Na буде при опроміненні магнію протонами. Для одержання ^{22}Na з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = 2,6$ роки, активністю 10 мкКі **застосовано** режим опромінення протонами з енергією $E = 72$ МеВ, струмом $I = 30$ мкА, часом опромінення на циклотроні У-240 близько 30 хв. Згідно з цим режимом опромінення була сконструйована мішень [3]. У роботі вперше успішно застосовано розроблений метод зварювання магнію з алюмінієм. Мішень складається з опромінюваної протонами смужки магнію (99,9 %), привареної до охолоджуваного водою корпусу зі сплаву алюмінію. Був застосований метод дифузійного зварювання чистого магнію МГ1 зі сплавом алюмінію (Д16, система Al-Cu-Mg), що проводили в умовах вакууму з використанням установки дифузійного зварювання П115, яка має радіаційну систему нагрівання. ^{22}Na виділявся після опромінення методами радіаційної хімії. У результаті отримано 10 мл розчину хлориду $^{22}\text{Na} (^{22}\text{NaCl})$ активністю 10 мкКі.

Сконструйована зварна мішень дасть можливість напрацьовувати радіонукліди ^{22}Na в екстремальних умовах теплових і радіаційних навантажень в обмеженому просторі прискорювальної камери циклотрона та буде спроможна протягом всього часу опромінення (до кількох годин) витримувати ці навантаження без руйнації.

Завдяки описаному вище пристрою з'явилася можливість напрацювання різних радіонуклідів після опромінювання мішеней інтенсивним внутрішнім пучком протонів циклотрона У-240.

- [1] Б.А. Прмантаева и др. Вестник Евразийского национального университета имени Л.Н. Гумилева 6, 86 (2011).
- [2] Л.В. Михайлов та ін. Ядерна фізика та енергетика 17(4), 425 (2016).
- [3] Г.К. Харченко и др. Автоматическая сварка 7, 41 (2002).

МІКРОСКОПІЧНА ТРИКЛАСТЕРНА МОДЕЛЬ РЕАКЦІЙ ВЗАЄМОДІЇ ${}^6\text{Li}$ З ЯДРАМИ ${}^3\text{H}$ І ${}^3\text{He}$

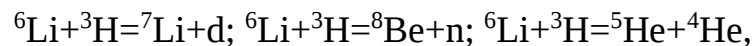
В.І. Жаба, В.С. Василевський, Ю.А. Лашко

*Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, Київ
e-mail: viktorzh@meta.ua*

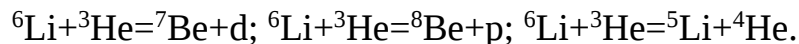
Мікроскопічна трикластерна модель, яка була сформульована в [1–3], використовується для дослідження дзеркальних ядер ${}^9\text{Be}$ та ${}^9\text{B}$. Дана модель дозволяє: 1) врахувати велику кількість бінарних каналів, які мають важливе значення у формуванні різного типу резонансних станів складної системи та дають можливість досліджувати реакції в досить широкому енергетичному діапазоні; 2) запровадити більш широкий і гнучкий опис внутрішньої структури взаємодіючих кластерів.

Застосовувана мікроскопічна трикластерна модель – це удосконалена версія методу резонуючих груп. Ця модель використовує гаусівський та осциляторний базиси для опису внутрішньої структури бінарних систем та їх асимптотичної поведінки [1–3]. Вона є головним інструментом дослідження кластерної структури ядер і надає можливість враховувати всі домінуючі бінарні канали синтезу та розпаду дзеркальних ядер ${}^9\text{Be}$ та ${}^9\text{B}$.

Дана мікроскопічна трикластерна модель була застосована в роботах [4, 5] для дослідження резонансної структури дзеркальних ядер ${}^9\text{Be}$ та ${}^9\text{B}$, а також для аналізу реакцій, які генеруються при зіткненні дейтронів з ядрами ${}^7\text{Li}$ і ${}^7\text{Be}$. У нашому дослідженні розглянуто реакції, які виникають при взаємодії ядер ${}^6\text{Li}$ з ${}^3\text{H}$:



та при взаємодії ${}^6\text{Li}$ з ${}^3\text{He}$:



Перша реакція ${}^6\text{Li}({}^3\text{H},d){}^7\text{Li}$ призводить до синтезу ${}^7\text{Li}$, реакція ${}^6\text{Li}({}^3\text{He},d){}^7\text{Be}$ – до утворення ${}^7\text{Be}$, а всі інші – до згорання ${}^6\text{Li}$. Зазначені реакції мають безпосереднє відношення до космологічної проблеми літію і тому були досліджені при низьких енергіях взаємодії ${}^6\text{Li}$ з ${}^3\text{H}$ та ${}^6\text{Li}$ з ${}^3\text{He}$.

У нашій моделі слабозв'язані ядра ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ і ${}^7\text{Be}$ розглядаються як двокластерні системи ${}^4\text{He}+d$, ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ та ${}^4\text{He}+{}^3\text{He}$, відповідно. Ядра ${}^5\text{He}$, ${}^5\text{Li}$ і ${}^8\text{Be}$, що не мають зв'язаних станів і проявляють себе як резонансні стани, також розглядаються як двокластерні системи ${}^4\text{He}+n$, ${}^4\text{He}+p$ та ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$, а їх резонансні стани апроксимуються псевдозв'язаними станами.

У попередньому дослідженні [5] ми розрахували спектр резонансних станів для ${}^9\text{Be}$ і ${}^9\text{B}$ поблизу порогів ${}^7\text{Li}+d$ і ${}^7\text{Be}+d$, відповідно. У даному дослідженні енергії резонансних станів розраховано від порогів ${}^6\text{Li}+{}^3\text{H}$ та ${}^6\text{Li}+{}^3\text{He}$, відповідно. Показано, що резонансні стани, розташовані як нижче, так і

трохи вище порогів ${}^6\text{Li}+{}^3\text{H}$ і ${}^6\text{Li}+{}^3\text{He}$, значно впливають на поведінку астрофізичних S-факторів для цих реакцій.

Одержаний у нашій моделі теоретичний спектр резонансних станів у дзеркальних ядрах ${}^9\text{Be}$ та ${}^9\text{B}$ приведено на Рис. 1. Рівні ядер з однаковим моментом і парністю з'єднано штрих-пунктирною лінією. Це дає можливість визначити ефекти кулонівської взаємодії. Пороги реакцій ${}^7\text{Li}+d$, ${}^6\text{Li}+{}^3\text{H}$, ${}^7\text{Be}+d$, ${}^6\text{Li}+{}^3\text{He}$ позначено пунктирними лініями. Одержані теоретичні значення порівнюються з експериментальними даними [6].

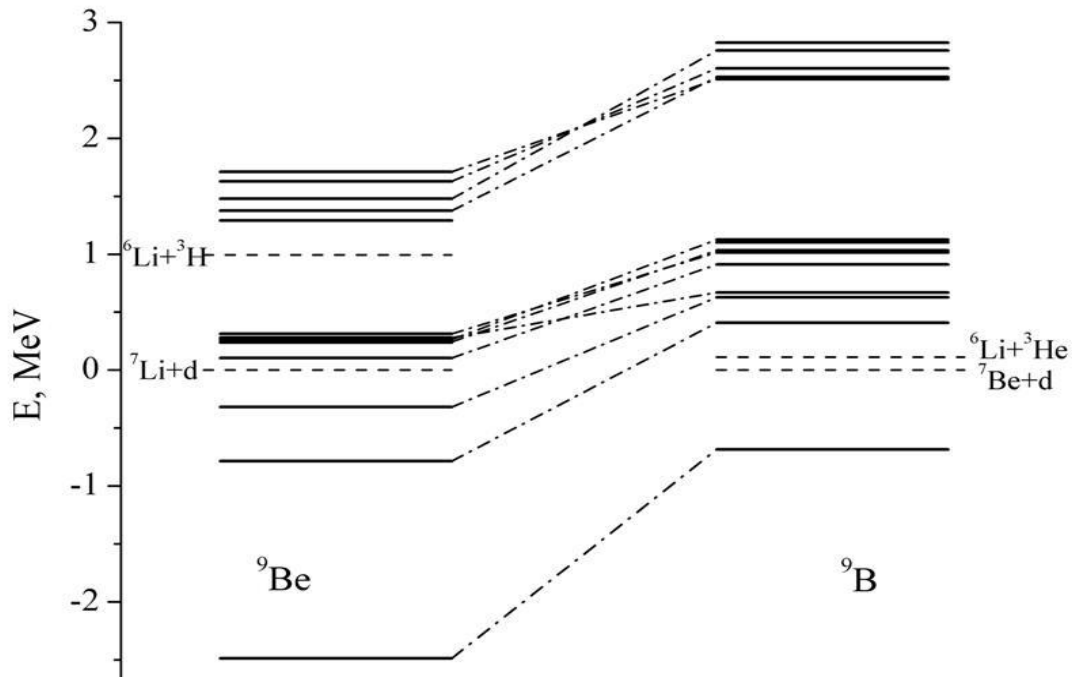


Рис. 1. Теоретичний спектр резонансних станів у дзеркальних ядрах ${}^9\text{Be}$ та ${}^9\text{B}$

Основними результатами нашого дослідження є:

1. Визначено параметри (енергію та ширину) високоезбуджених резонансів (з енергією $E \geq 13$ MeV над основним станом) ядер ${}^9\text{Be}$ та ${}^9\text{B}$. Встановлено домінуючі канали їх розпаду.

2. Розраховано астрофізичні S-фактори реакцій ${}^6\text{Li}({}^3\text{H},d){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}({}^3\text{H},n){}^8\text{Be}$, ${}^6\text{Li}({}^3\text{H},\alpha){}^5\text{He}$, ${}^6\text{Li}({}^3\text{He},d){}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li}({}^3\text{He},p){}^8\text{Be}$, ${}^6\text{Li}({}^3\text{He},\alpha){}^5\text{Li}$. Показано, що теоретичні розрахунки добре узгоджуються з існуючими експериментальними даними.

- [1] Y.A. Lashko, G.F. Filippov, and V.S. Vasilevsky, Nucl. Phys. A, 958, 78 (2017).
- [2] V.S. Vasilevsky, F. Arickx, J. Broeckhove, and T.P. Kovalenko, Nucl. Phys. A, 824, 37 (2009).
- [3] A.V. Nesterov, V.S. Vasilevsky, and T.P. Kovalenko, Phys. At. Nucl., 72, 1450 (2009).
- [4] Yu. Lashko, V. Vasilevsky, and V. Zhaba, Few-Body Syst., 65, 14 (2024).
- [5] Yu.A. Lashko, V.S. Vasilevsky, and V.I. Zhaba, Phys. Rev. C, 109, 045803 (2024).
- [6] D.R. Tilley, J.H. Kelley, J.L. Godwin et al., Nucl. Phys., A 745, 155 (2004).

ПАРАМЕТРИ ГІГАНТСЬКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСУ В РЕАКЦІЇ $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114\text{m}}\text{In}$

В.О. Мартишичкін¹, В.Б. Лембак¹, В.І. Жаб², І.І. Гайсак¹

¹Ужгородський національний університет, Ужгород

²Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, Київ
e-mail: viktorzh@meta.ua

В даній роботі проведено аналіз експериментальних результатів дослідження ефективного перерізу фотоядерної реакції з утворенням ізомеру індію $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114\text{m}}\text{In}$. Експеримент проводився на бетатроні Б-25 Ужгородського національного університету [1]. Використано гальмівний пучок гамма-квантів з максимальними енергіями спектра $E_\gamma = 12\text{--}24\text{ MeV}$. Енергетична залежність перерізу реакції має характерну форму піка гігантського дипольного резонансу (Рис. 1). Для обробки експериментальних даних нами використано два варіанти функції Лоренца. Перший із них, який враховує релятивістські ефекти і найчастіше використовується в фізиці елементарних частинок, але також застосовувався для опису низькоенергетичного дипольного резонансу [2]

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{\Gamma_0^2 E^2}{(E^2 - E_0^2)^2 + \Gamma_0^2 E^2}, \quad (1)$$

де σ_0 – значення перерізу в максимумі; E_0 – енергія при максимальному значенні перерізу; Γ_0 – ширина резонансу. Друга форма функції Лоренца, ще відома як формула Брейта-Вігнера, має вид

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{\Gamma_0^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma_0/2)^2}. \quad (2)$$

Результати апроксимації перерізу реакції $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114\text{m}}\text{In}$ за допомогою функцій (1) і (2) приведено на Рис. 1. Значення χ^2 (на одну степінь вільності) становить 1.7028 і 1.1982 відповідно. Як видно з аналізу вказаних даних χ^2 незначно, але кращою апроксимацією експериментальних значень перерізу реакції $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114\text{m}}\text{In}$ є функція Лоренца виду (2). В Таблиці 1 приведено значення параметрів функцій Лоренца у виді (1) та (2) для відповідної реакції на ядрі індію ^{115}In . Експериментальні значення перерізу реакції $(\gamma, n) + (\gamma, pn)$ на ядрі індію ^{115}In в лабораторіях Сакле [2] і Ліверморе [3] були апроксимовані за допомогою функції Лоренца виду (1).

Положення максимумів для нашого експерименту $(\gamma, n)^{\text{m}}$ та експериментів Сакле і Лівермору добре узгоджуються. Однак значення перерізу в максимумі більші в 6 разів, оскільки у цих експериментах враховано повний переріз реакції

(γ, n) та реакції (γ, pn) . Інтегральний переріз при відомих значеннях перерізу в максимумі та ширини резонансу одержується за допомогою виразу:

$$\sigma_{\text{int}} = \frac{\pi}{2} \sigma_0 \Gamma_0$$

Відмітимо, що характерною рисою експерименту з гальмівним пучком є систематичне збільшення похибки перерізу для більших енергій гамма-кванта.

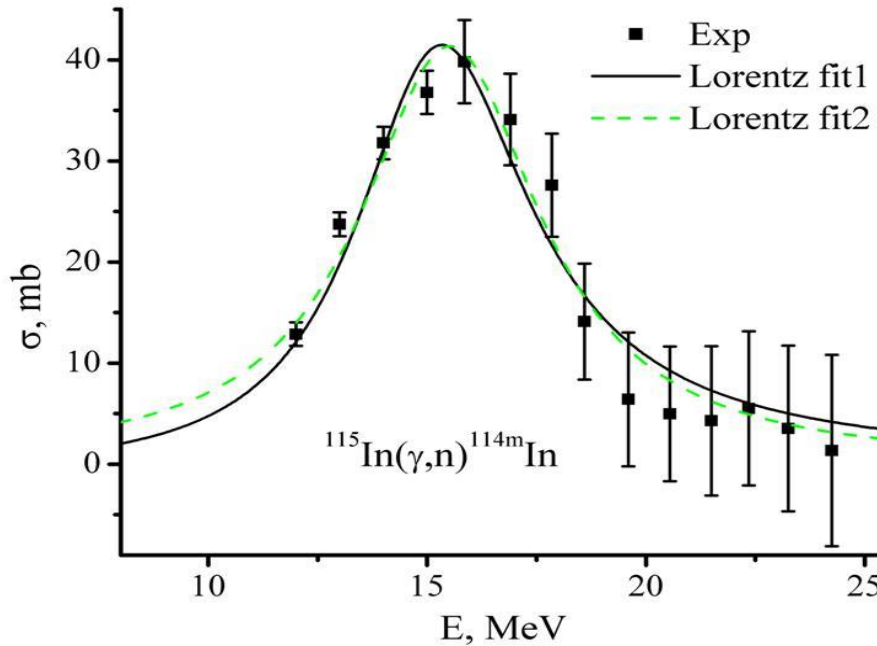


Рис. 1. Переріз реакції $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114\text{m}}\text{In}$

Отримане нами значення ширини гігантського дипольного резонансу також узгоджується з наведеними даними в огляді [4].

Таблиця 1. Параметри функцій Лоренца

Реакція	E_0 , MeV	Γ_0 , MeV	σ_0 , mb	σ_{int} , mb·MeV	Література
$(\gamma, n)^m$	15.34 ± 0.18	4.87 ± 0.21	41.5 ± 3.3	317 ± 29	fit1
$(\gamma, n)^m$	15.52 ± 0.14	5.03 ± 0.15	41.4 ± 2.2	327 ± 20	fit2
$(\gamma, n) + (\gamma, pn)$	15.8	6.1 ± 0.1	243	-	[2]
$(\gamma, n) + (\gamma, pn)$	15.63 ± 0.04	5.24 ± 0.06	266 ± 7	-	[3]

- [1] В.С. Бохінюк, В.І. Жаба, О.М. Парлаг, Л.О. Шабаліна, Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика 32, 39 (2012).
 [2] A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, A. De Miniac, A. Veyssièrre, K. Kernbach, Nuclear Physics A 219, 39 (1974).
 [3] S.C. Fultz, B.L. Berman, J.T. Caldwell, R.L. Bramblett, and M.A. Kelly, Phys. Rev. 186, 1255 (1969).
 [4] В.М. Мазур, Л.М. Мельникова, ЭЧАЯ 37, 1744 (2006).

ВИКОРИСТАННЯ ДЖЕРЕЛА БЕТА-ВИПРОМІНЮВАННЯ «СІРІУС» ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІАЦІЙНОЇ СТІЙКОСТІ КАРБОНОВИХ МАТЕРІАЛІВ

О.Савка, М. Поп, Г.Васильєва, В.Лазур, О.Сич, А.Запорожець

*ДВНЗ «Ужгородський національний університет»б фізичний факультет,
кафедра теоретичної фізики*

e-mail: hanna.vasylyeva@uznu.edu.ua

У сучасному технологічному віці використання вуглецю, особливо його різних аллотропних форм, виявляється надзвичайно перспективним для широкого спектру застосувань. Вуглець у формі графену, карбонових нанотрубок, активованого вугілля та інших структур має виняткові хімічні та фізичні властивості, які роблять його ідеальним матеріалом для використання в батареях, напівпровідниках та інших високотехнологічних областях. Карбон використовується в різних типах пристроїв для накопичення енергії і його роль постійно зростає. Наприклад, графенові батареї, внаслідок великої площі поверхні забезпечують високу електропровідність. У суперконденсаторах активоване вугілля використовується для створення великої поверхні для ефективного зберігання електроенергії. В області напівпровідникових технологій карбон також грає ключову роль. Графен, завдяки своїм унікальним електронним властивостям, може служити важливим будівельним блоком для нових поколінь напівпровідникових пристроїв. Карбонові нанотрубки та інші карбонові матеріали використовуються для покращення властивостей матеріалів, що може впливати на ефективність напівпровідникових компонентів. Так, карбонові конденсатори характеризуються високим зчепленням обкладок з керамікою та повільним старінням, що забезпечує низьке значення коефіцієнта смісної температурної нестабільності. Карбонові конденсатори широко використовуються в електронних схемах для блокування постійного струму та пропускання змінного струму.

Наші дослідження спрямовані на аспекти, пов'язані з радіаційною стійкістю карбону. З ростом використання карбону в критичних сферах, таких як аерокосмічна і ядерна промисловість, виникає необхідність в ретельному вивченні та розумінні впливу радіаційних чинників на структури карбону. Радіаційна стійкість має важливе значення для забезпечення довговічності та надійності матеріалів у важливих умовах експлуатації.

Мета даної роботи - вивчення радіаційної стійкості карбону та визначення його можливого використання в умовах високої радіаційної активності. Результати цього дослідження можуть мати значущий вплив на розвиток нових технологій, що вимагають високої радіаційної стійкості, та забезпечити підґрунтя для подальших технологічних і наукових досягнень у використанні карбону в умовах радіаційного впливу.

Установка «сіріус» це стаціонарно встановлене стронцій-ітрієве джерело бета-випромінювання. Воно складається із радіоактивного ізотопу 90-стронцію і його дочірнього 90-ітрію, який знаходиться із стронцієм у стані рівноваги.

Дана установка (джерело) було виготовлене у 1980 році. Активність на момент виготовлення становила від 1.6 до $5.55 \cdot 10^{10}$ bq. Іншими словами більше шести кюрі 6 сі. З моменту його виготовлення пройшло більше, ніж 1 період напіврозпаду (half-lives). Після 1.5 half-lives (теперішній час), густина потоку електронів на відстані 20 см від поверхні джерела $1 \cdot 10^8$ el/cm² на секунду, що відповідає 4 рентгенам за хвилину.

Дослідні зразки матеріалів зазвичай опромінюються електронами від стронцій-ітрієвого джерела на відстані 20 см. У дослідженнях, описаних у роботах [1,2] які виконувались 2021-2023 роках доза опромінення була від 10 грей до 230.4 грей.

Зміну характеристик матеріалів на основі карбону контролювали за проводячи раманівську спектроскопію неопромінених і опромінених певною дозою зразків. Раманівські спектри знімали за допомогою устаткування - раманівського спектрометра xplora plus. Після опромінення була проведена раманівська спектроскопія, зразків які були опромінені дозами 10 грей і 230,4 грей а також неопроміненого (контрольного) зразка.

Інтерпретація раманівських спектрів (експериментальних видимих спектрів комбінаційного розсіювання світла) на зразках опроміненого і неопроміненого карбону була проведена за допомогою феноменологічної триступеневої моделі [3]. Основа, за цією моделлю, є досконалий, нескінченний графітовий лист. Раманівська спектроскопія фіксує ряд дефектів, таких, як (а) кластеризація фази sp^2 гібридизованого атому карбону, (б) часткове руйнування с-с зв'язку, (в) наявність кілець або ланцюгів sp^2 гібридизованого атому карбону, а також (г) sp^3 гібридизований атом карбону та співвідношення sp^2/sp^3 .

Було показано, що досліджені зразки активованого карбону мають радіаційну стійкість до гамма та бета радіоактивності з максимальною дозою 230,4 грей. Sp^3 -гібридизований карбон не змінює свою структуру після опромінення зазначеними дозами. Лінії sp^2 -гібридизованого карбону у раманіських спектрах зразків після опромінення починають бути більш чіткими цей факт вимагає додаткових досліджень.

- [1] O. Ya. Sych, Yu. M. Kilivnik, M. M. Pop, et al. Phys. Chem and tech of surf.15 (1) 2024.
- [2] H. Vasylyeva, I. Mironyuk, O. Savka, et al. Book of abstracts ics-2024. Chemistry, physics and technology of surface (2024)
- [3] A. C. Ferrari, J. Robertson. Physical review b. 61 (20) (2000)

ВИЗНАЧЕННЯ ФУНГІЦИДНОЇ АКТИВНОСТІ РОЗЧИНІВ ГЛЮКОЗИ ПІСЛЯ РАДІАЦІЙНОЇ ОБРОБКИ МЕТОДОМ IN VITRO

С. А. Бурмей¹, Н. І. Сватюк², А.М. Кочан¹, А.І. Немеш¹,
М.В. Гошовський², Н.В. Бойко¹, В.Т. Маслюк²

¹ДВНЗ «Ужгородський національний університет»

²Інститут електронної фізики Національної академії наук України,
e-mail: svitlana.burmei@uzhnu.edu.ua

Захворювання, зумовлені грибковими інфекціями, щорічно вражають мільйони людей і рослин. *Candida albicans* є одним з найпоширеніших представників мікроскопічних грибів і є збудником множинних фунгемій, які особливо летальні для онкологічних хворих та ВІЛ-позитивних осіб. Водночас фармакологічні методи лікування цих захворювань обмежені невеликою кількістю застосовуваних препаратів. Відповідно до сучасних вимог, що висуваються до біоцидних препаратів, хімічні сполуки, які використовуються як діюча речовина, повинні мати широкий спектр біоцидної дії і бути безпечними для живих організмів і екосистем у цілому [1,2]. Радіаційні технології дозволяють запропонувати цілий ряд можливостей направленої регулювання активності біоцидних препаратів [3].

Радіаційний експеримент. Метою даної роботи є дослідження біологічної активності розчинів глюкози до та після радіаційної обробки, вивчення можливості направленої зміни їх протигрибкової активності для використання їх, наприклад, як фунгіцидів методом in vitro.

Ідея роботи базується на по-блоковому принципі побудови біоорганічних молекул та можливості їх структурної перебудови радіацією. Використано різні режими радіаційної обробки розчинів глюкози як джерелами іонізуючого випромінювання (ДІВ), так і з використанням мікротрона М-30. Мікротрон М-30 був використаний як джерело гальмівного гамма-випромінювання з гальмівною Та пластиною (1 мм) та фотонейтронного випромінювання спеціальною збіркою, що окрім Та містила пластину Pb, товщиною 1 см. В експерименті фіксувався флуенс вихідного пучка прискорених електронів, які мали енергію 18,5 МеВ, зокрема, при досягненні потоку 5×10^{14} ел/см² та 5×10^{15} ел/см² при генерації як γ -, так і фотонейтронного опромінення. Зразки розташовувалися на віддалі 30 см від М-30. Використано також радіаційний стенд, реалізований у вигляді спеціального блок-будиночка зі сповільнювачів «нейтрон-стоп», що містив Pu- α -Be джерело, тип ИБН-VIII; потужність дози

γ п-випромінювання становила $5,0 \times 10^8$ Гр/сек, потік нейтронів – $2,7 \times 10^6$ нейтрон/с. Щільність потоку нейтронів вимірювалася атестованим радіометром МКС-РМ1401К і становила $2,05 \times 10^3$ нейтрон/($\text{см}^2 \times \text{сек}$) на площі опромінення на віддалі 10 см від ИБН-VIII. При цьому загальна доза/флуенс за 566 днів опромінення становила $2,63 \times 10^{12}$ нейтрон/ см^2 .

Методика та результати мікробіологічних досліджень.

Для роботи було надано зразки опроміненої та неопроміненої глюкози у вигляді сухого порошку. Водні 5% розчини готувались безпосередньо перед виконанням мікробіологічних досліджень. З добової культури створювали завись за стандартом каламутності бактеріальної суспензії 0,5 одиниць щільності за МакФарландом ($1,5 \times 10^8$ КУО), який визначали за допомогою денситометра (Den-1). У дослідженні ми використали клінічний ізолят *Candida albicans*. Кількість мікроорганізмів, які встановлюються за показником колонієутворюючих одиниць в 1 мл (КУО/мл), знаходили за допомогою планшетного методу для виготовлення десятикратних серійних розведень. Час експозиції – 1 год в термостаті при температурі $36,8 - 37^\circ\text{C}$. Висів робили на відповідне селективне поживне середовище для мікроскопічних грибів – агар Сабуро. Також були висіяні негативні та позитивні контролі, зразки розчинів та культури м/о відповідно. Позитивний контроль – 10 мкл $1,5 \times 10^8$ КУО/мл та негативний контроль – 10 мкл зразка досліджуваного розчину. Дослід проводили методом *in vitro* в часовій еволюції, між етапами витримували 48 год.

За результатами проведених досліджень було встановлено, що по відношенню до тестованого штаму *Candida albicans* усі відібрані нами для поглибленого дослідження розчини глюкози проявляли різну протигрибкову активність.

Таблиця 1

Кількісний вплив радіаційно активованої глюкози

№	Назва розчину	Концентрація <i>Candida albicans</i> , в одиницях КУО/мл		
		Вихідна	1 етап	2 етап
1	Глюкоза, контроль	$1,5 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^{11}$
2	$5 \cdot 10^{14} - \gamma$	$1,5 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^4$	$> 10^{10}$
3	$5 \cdot 10^{15} - \gamma$	$1,5 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^4$	$> 10^{10}$
4	$5 \cdot 10^{15} - n$	$1,5 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^4$
5	$5 \cdot 10^{14} - n$	$1,5 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^8$	Росту немає
6	Pu-Be	$1,5 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^4$	Росту немає

Аналіз даних таблиці 1 показує, що розчини № 4 та 6 мають протигрибкову дію. Встановлено, що ця дія зберігається у часі. Варто також зазначити, що розчини 1, 2, 3 проявляють фунгіцидні властивості лише на 1 етапі, відразу після приготування розчину, в часі ця діє не зберігається. Результати дослідження протимікозної активності розчинів радіаційно активованої глюкози на мікротроні М-30 довели перспективність радіаційних технологій для направленої зміни властивостей та можливість створення на їх основі лінійки нових протигрибкових засобів.

- [1]. Король Н. І., Головка-Камошенкова О. М., Сливка М. В., Тимощук С. А. & Бойко Н. В. Порівняння фунгіцидної активності препарату флуконазол та синтезованих флюоровмісних 1, 2, 4-триазолів *in vitro* та *in silico* методами. Науковий вісник Ужгородського університету. Серія "Хімія", (2021). 46(2). 49-54.
- [2]. Щербак О. М., Андреева І. Д., Казмірчук В. В. & Волков Т. О. Чутливість дріжджеподібних грибів роду *Candida* до нових похідних 4Н-піридо [4', 3': 5, 6] пірано [2, 3-d] піримідину. Мир медицини и биологии. (2011). 7(3), 041-044.
- [3]. Symkanych O., Maslyuk V., Boyko N., Tymoshchuk S. et al, Scientific Bulletin of Uzhhorod University. Series Chemistry 43, 92 (2020).

УНІВЕРСАЛЬНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ВИХОДУ ДЕЛЬТА-ЕЛЕКТРОНІВ

Г.Д. Коваленко, С.Г. Карпуть, І.М. Шляхов, І.Л. Семісало
Інститут фізики високих енергій та ядерної фізики ННЦ ХФТІ
e-mail: karpus.stepan@gmail.com

При дослідженні взаємодії пучків електронів з аморфними та монокристалічними мішенями виникає необхідність отримати універсальні залежності, які б дали змогу оцінити та прогнозувати вихід дельта-електронів незалежно від енергії первинного пучка, товщини мішені або Z .

Узагальнення даних з виходу дельта-електронів у залежності від енергії первинного пучка електронів, товщини мішені, хімічного елемента на основі наявних експериментальних даних з виходу дельта-електронів дає можливість оцінити значення середнього перерізу утворення та виходу дельта-електронів з тонких мішеней на простріл.

В роботі представлено узагальнені експериментальні результати виходу дельта-електронів, що отримані на прискорювачах електронів ННЦ ХФТІ [1] у діапазоні енергій від 0,5 MeV до 1,6 GeV. Як мішені були використані Be, Al [2], Si, Ni та Nb [3]. Встановлено, що вихід дельта-електронів пропорційний добутку $\sqrt{T} \cdot Z/A$, де T – товщина зразка в г/см^2 , і має лінійну залежність. Показано, що основним чинником зростання виходу дельта-електронів є не енергія первинного пучка [4,5], а густина електронів у мішені.

Отримані результати з виходу дельта-електронів дають можливість проводити оцінку товщини вільних плівок, в окремих випадках визначати їх хімічний склад, де наявні елементи з неблизькими Z , орієнтацію монокристалічних структур та відношення кристалічної фази до аморфної.

[1] G.D. Kovalenko, V.Y. Kasilov, Yu.H. Kazarinov, I.L. Semisalov, S.S. Kochetov, O.O. Shopen, I.M. Shliakhov. Universal Experimental Facility of IHEPNP NSC KIPT For Research Of High-Energy Electron Beam Interaction With Thin Amorphous And Single-Crystal Structures. Problems of Atomic Science and Technology. Series “Nuclear Physics Investigations”. 2022. № 3(139), p. 23 –28.

<https://doi.org/10.46813/2022-139-023>

[2] G.D. Kovalenko, Y.H. Kazarinov, V.M. Dubina, V.Y. Kasilov, S.S. Kochetov, I.N. Shliakhov. Secondary electron emission from thin Aluminum foils produced by high energy electron beams. Problems of Atomic Science and

Technology. Series “Nuclear Physics Investigations”(6). 2021. 136. p. 38-41.
<https://doi.org/10.46813/2021-136-038>

[3] A.P. Klyucharev, V.A. Stratiyenko, G.D. Kovalenko, V.A. Skubko , V.V. Tovstyak. Metrologiya, 8, 67 (1974) [in Russian]

[4] G.Kovalenko, V. Kasilov, I. Semisalov, O.Shopen, S. Kochetov, T. Malykhina, I. Shlyakhov. Secondary Electron Emission of Relativistic Electron Passing Through Thin Foils. Journal of the Physical Society of Japan 91, 114706. 2022. <https://doi.org/10.7566/JPSJ.91.114706>

[5] Grygoriy Kovalenko, Igor Semisalov, Oleh Shopen, Tetyana Malykhina, Illya Shliakhov. Delta Electron Emission Yield of Relativistic Electron Passing Through Thin Aluminum Foils. Journal of the Physical Society of Japan, 92, 034706 (2023) 10.7566/JPSJ.92.034706 <https://doi.org/10.7566/JPSJ.92.034706>

НАКОПИЧЕННЯ МЕДИЧНОГО ІЗОТОПУ ^{103}Pd ПРИ ВИКОРИСТАННІ ПОТОКІВ НЕЙТРОНІВ У РЕАКЦІЯХ $^{102}\text{Pd}(n,g)^{103}\text{Pd}$ ТА $^{104}\text{Pd}(n,2n)^{103}\text{Pd}$

В.О. Григоренко, С.Г. Карпусь, І.М. Шляхов

*Інститут фізики високих енергій і ядерної фізики ННЦ ХФТІ НАН України,
Харків
e-mail: grigorenkovadim6@gmail.com*

Унікальний медичний радіоізоотоп ^{103}Pd успішно застосовується для лікування онкологічних захворювань, тому попит на нього поступово зростає, що призводить до необхідності проведення наукових досліджень з пошуку нових шляхів накопичення цього ізоотопу та оптимізації існуючих [1]. На даний момент для його накопичення найбільш поширеним є застосовування пучків протонів з енергією 18 MeV, що бомбардують мішень з родію [2] (моноізотопний хімічний елемент). Недоліком цього методу є незначна довжина пробігу протонів, а активаційний вихід ^{103}Pd в першу чергу залежить від енергії протонів в інтервалі від $E_{\text{початкової}}$ до $E_{\text{порогу}}$, (де $E_{\text{початкова}}$ – енергія прискореного пучка заряджених частинок до взаємодії з мішенню, $E_{\text{порогу}}$ – мінімальне значення енергії зарядженої частинки, при якій канал відповідної ядерної реакції відкритий).

Використання нейтронів для накопичення ^{103}Pd є перспективним, тому що вони не гальмуються, не мають кулонівського бар'єру, за низьких енергій мають високий переріз взаємодії з ядром. Джерелом нейтронів служать ядерні реактори, які забезпечують високу інтенсивність потоку та опромінення з усіх боків. На теплових нейтронах працює реакція $^{102}\text{Pd}(n,g)$, але недоліком є мала частка ^{102}Pd – 1.02% у природній суміші. Тому виникає необхідність значного збагачення мішені перед опроміненням [3]. Спектр швидких нейтронів дає можливість використання реакції $^{104}\text{Pd}(n,2n)$, природний вміст ^{104}Pd становить 11.14%.

На сьогоднішній день у літературі доволі мало експериментальних даних з перерізів утворення ^{103}Pd в залежності від енергії при використанні потоків нейтронів [4]. У даній роботі розглянуто можливості накопичення ^{103}Pd у ядерних реакторах на швидких та теплових нейтронах з використанням як мішеней природного ізотопного складу, так і зі збагаченням ^{102}Pd та ^{104}Pd . Також розглянуто можливості джерела нейтронів ННЦ ХФТІ з урахуванням його проектних параметрів по потокам генерованих нейтронів [5]. У результаті дослідження отримано розрахунки перерізів реакцій утворення ^{103}Pd за допомогою комп'ютерного коду Talys [6] при використанні потоків швидких та теплових нейтронів. Визначено оптимальні енергетичні діапазони в залежності

від ізотопного складу мішені. Обговорюються можливості напрацювання ^{103}Pd при використанні потоків нейтронів різного енергетичного діапазону.

- [1] V.O. Hryhorenko Charged and neutral particles beams application for research of accumulation routes of the medical radioisotope ^{103}Pd . Problems of atomic science and technology. 2023. №3(145). P. 66-71.
- [2] A. Hermanne, M. Sonck, A. Fenyvesi, L. Daraban. Study on production of ^{103}Pd and characterisation of possible contaminants in the proton irradiation of ^{103}Rh up to 28 MeV. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Vol. 170, Issues 3–4, 2000, pp. 281-292, ISSN 0168-583X, [https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(00\)00190-7](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(00)00190-7).
- [3] Manual for reactor produced radioisotopes. Vienna: IAEA-TECDOC-1340, 2003; ISBN: 92–0–101103–2
- [4] Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR) <https://www-nds.iaea.org/exfor/>
- [5] M.I. Ayzatskiy, B.V. Borts, A.N. Vodin, P.A. Demchenko, A.Yu. Zelinskiy, I.M. Karnaukhov, V.A. Kushnir, V.V. Mitrochenko, A.O. Mytsykov, I.M. Neklyudov, S.N. Oleynik, F.A. Peev, G.D. Pugachev, S.A. Soldatov, I.V. Ushakov, Y. Gohar, I. Bolshinsky, Ya.L. Chi, S.L. Pei, S.H. Wang, W.B. Liu. NSC KIPT NEUTRON SOURCE. Problems of Atomic Science and Technology. 2012. №3(79). P. 3-9.
- [6] A.J. Koning, S. Hilaire and M.C. Duijvestijn, “TALYS-1.0” // Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology. April 22-27, 2007, Nice, France / editors O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge, R. Jacqmin, and S. Leray, EDP Sciences, 2008, p. 211-214.

МОДЕЛЮВАННЯ ВИХОДІВ ПРОДУКТІВ ФОТОПОДІЛУ ^{238}U НА МІКРОТРОНІ М-30 ДЛЯ ПОТРЕБ АЛЬТЕРНАТИВНОГО ВИРОБНИЦТВА МЕДИЧНИХ РАДІОІЗОТОПІВ*

І.В. Пилипчинець, Є.В. Олейніков, О.О. Парлаг

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород
e-mail: igor.profi@gmail.com

Медичні радіоізотопи відіграють важливу роль у практиці діагностики та лікування різних типів захворювань. Для стандартних методів їх виробництва широко використовуються реактори та циклотрони, які, як правило, знаходяться у ядерних центрах [1, 2]. Це суттєво ускладнює і здорожує процес використання радіоізотопів, оскільки виникає необхідність у їх швидкому спеціалізованому транспортуванні до медичних закладів, так як вони мають обмежені часи періодів напіврозпаду. Іншим аспектом цієї проблеми є потреба у використанні збагаченого ^{235}U (необхідний ступінь збагачення від 20 і вище процентів, природній уран містить лише – 0.7024 % ^{235}U) для виробництва медичних радіоізотопів. Ще одна проблема пов'язана зі старінням реакторів та їх плановими зупинками, що зменшує кількість придатних для виробництва медичних ізотопів [3].

Для вирішення цих проблем розробляються альтернативні способи виробництва медичних радіоізотопів [2– 5]. Одним із таких способів є використання реакції фотоподілу природного урану (^{238}U), ініційованого на електронних прискорювачах [2, 5]. Треба відмітити, що даний спосіб дозволяє використовувати ^{238}U для виробництва широкого кола медичних радіоізотопів по каналу реакції фотоподілу (наприклад: $^{238}\text{U}(\gamma, f) \rightarrow ^{95}\text{Zr}, ^{99}\text{Mo}, ^{131}\text{I}, ^{133}\text{Te}, ^{133}\text{I}$).

Основна ідея проведення цих досліджень полягала у виключенні з технологічного процесу використання реакторів та збагаченого ^{235}U [3]. Ще один важливий аспект полягає у прогнозуванні можливості альтернативного виробництва радіоізотопів на електронних прискорювачах, які знаходяться у медичних закладах України, кількість яких постійно збільшується [6].

На теперішній час існує доволі обмежене число результатів теоретичних та експериментальних досліджень з використання реакції фотоподілу ^{238}U для альтернативного виробництва медичних радіоізотопів на електронних прискорювачах [2, 3]. Практично всі вони сконцентровані на альтернативному виробництві $^{99\text{m}}\text{Tc}$ по каналу реакції $^{238}\text{U}(\gamma, f) ^{99}\text{Mo} \rightarrow ^{99\text{m}}\text{Tc}$. Треба відмітити, що такі дослідження проводилися для обмеженого числа значень початкових енергій електронів (більше 20 MeV) [2–4]. На теперішній час проведено лише одне дослідження реакції $^{238}\text{U}(\gamma, f)$ при енергії гальмівних фотонів 10 MeV [3]. Тому надзвичайно актуальними є проведення таких досліджень для області енергій фотонів, яку можуть забезпечити медичні електронні прискорювачі (від 6 до 18 MeV). Цим вимогам відповідають технічні характеристики електронного прискорювача ІЕФ НАН України – мікротрона М-30 [7].

Метою представленої роботи було проведення комп'ютерних розрахунків виходів продуктів ^{95}Zr , ^{99}Mo , ^{131}I , ^{133}Te , ^{133}I при фотоподілі природного урану (^{238}U) на мікротроні М-30 для встановлення можливості їх виробництва.

Для проведення моделювань використовувалися сучасні пакети програм, що реалізують метод Монте Карло, а саме GEANT4 [8], TALYS [9], GEF [10] та власноруч розроблений програмний продукт “NPMA Reaction Yield Version 1.1.2304”, що дозволяє враховувати імпульсний характер пучка електронів [11].

У результаті проведених комп'ютерних симуляцій були:

- встановлені оптимальні параметри схеми стимуляції реакції $^{238}\text{U}(\gamma, f)$ на мікротроні М-30 з врахуванням його технічних характеристик для області початкових енергій електронів $6 \div 20$ MeV, що забезпечують інтегральний вихід фотонів з енергіями > 6 MeV (що стимулюють реакцію фотоподілу), приведених на один електрон (1e) від $2.2\text{E-}4$ до $6.6\text{E-}3$ відповідно [12];
- розраховані виходи продуктів ^{95}Zr , ^{99}Mo , ^{131}I , ^{133}I на акт реакції $^{238}\text{U}(\gamma, f)$ для області енергій гальмівних фотонів $6 \div 20$ MeV, які у межах невизначеності по абсолютним значенням співпадають з виходами продуктів у реакції $^{235}\text{U}(n, f)$;
- розраховані інтегральні виходи реакції $^{238}\text{U}(\gamma, f)$, нормовані на 1e, для області енергій $6 \div 20$ MeV, чисельні значення яких становлять $6.1\text{E-}29$ – $5.4\text{E-}25$.

Розроблена модель розрахунків може бути використана для оптимізації схем активації зразків природного урану фіксованих розмірів для різних типів електронних прискорювачів з урахуванням їх технічних характеристик, якими забезпечені спеціалізовані медичні заклади України, для прогнозування можливості виробництва широкого кола медичних радіоізотопів.

- [1] Y. Wang, et al., Molecules, 27, Art. No. 5294 (2022).
[2] S.V. Suryanarayana et al., Photon, neutron and proton induced reactions to produce medical isotopes (IAEA, Vienna 2015).
[3] J. Jang, et al., Phys Rev: Accelerators and beams 20, Art. No 104701 (2017).
[4] J. Jang, Advances in Accelerators and Medical Physics. (Academic Press, 2023)
[5] H. Naik, et al., J Radioanal Nucl Chem, 295,807 (2013).
[6] Дистанційна променева терапія в Україні, Available: <https://uamp.org.ua/useful-information/radiotherapy-equipment-in-ukraine/external-radiotherapy/>
[7] І.В. Пилипчинець та ін. НВУжУ, сер. Фізика. 45, 50 (2019).
[8] GEANT4 10.7 Available: <https://geant4.web.cern.ch/support/download>
[9] TALYS-1.96. Available: <https://nds.iaea.org/talys/>
[10] GEF 2023/1.1. <http://www.khschmidts-nuclear-web.eu/GEF-2023-1-1.html>
[11] Є.В. Олейніков та ін., Свідоцтво про реєстрацію авторського права на твір №121291 від 15.08.2023.
[12] E. Oleinikov et al., Journal of Nuclear and Particle Physics. 13(2), 17 (2023).

* Робота виконана в рамках проекту НДР молодих учених НАН України “Комп'ютерне моделювання оптимальних схем стимуляції фотоядерних реакцій на електронних прискорювачах для альтернативного виробництва медичних радіоізотопів”, № 0123U102958.

CROSS-SECTIONS OF PHOTONUCLEAR REACTIONS ON NATURAL MOLYBDENUM AT THE BREMSSTRAHLUNG ENERGY UP TO 95 MeV

I.S. Timchenko^{1,2}, O.S. Deiev¹, S.M. Olejnik¹, S.M. Potin¹,
V.A. Kushnir¹, V.V. Mytrochenko¹, S.A. Perezhogin¹, A. Herzán²

¹ NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology", NAS of Ukraine

² Institute of Physics, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Slovakia

e-mail: timchenko@kipt.kharkov.ua, iryna.timchenko@savba.sk

The development of modern theoretical models for describing the mechanisms of nuclear reactions (direct, compound, pre-equilibrium, etc.) and program codes, based on these concepts, require reliable experimental data – experimentally measured cross-sections $\sigma(E)$ and $\langle\sigma(E_{\gamma\max})\rangle$. Any modern computational code such as TALYS requires regular tests and updates. This can be achieved by comparison of the calculated and experimental cross-sections for multiparticle photoneutron (γ, xn) and photonuclear (γ, xnp) reactions at a wide range of atomic masses and energies. To this date, no such comprehensive information is available in international databases.

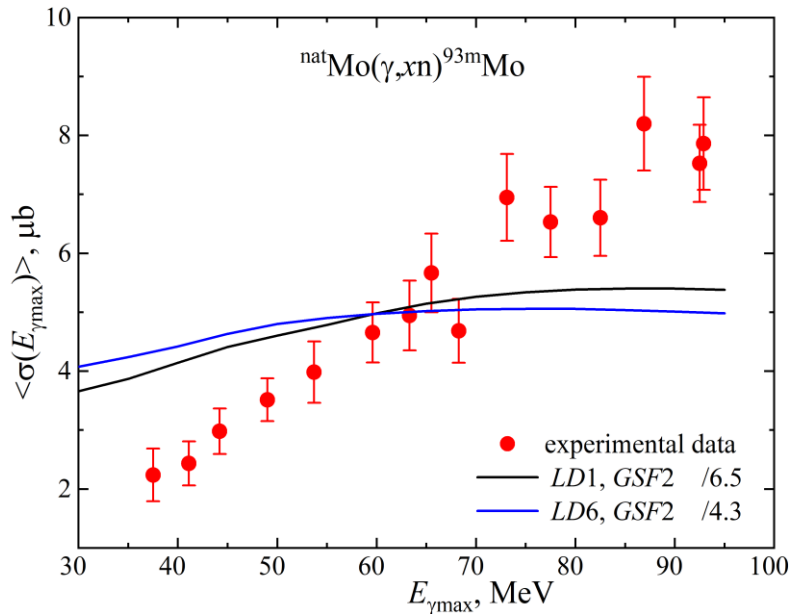


Figure 1. The flux-averaged cross-section $\langle\sigma(E_{\gamma\max})\rangle_m$ for the formation of the ${}^{93\text{m}}\text{Mo}$ nucleus on ${}^{\text{nat}}\text{Mo}$. Black line – calculation for options LD1, GSF2 divided by 6.5, blue line – calculation with LD6, GSF2 divided by 4.3. Experimental data points are marked by red colour

In this work, results of the experimental study of reactions $^{nat}\text{Mo}(\gamma, xn)^{93m}\text{Mo}$, $^{nat}\text{Mo}(\gamma, xnp)^{95m, g, tot}\text{Nb}$, $^{nat}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo}$ and $^{nat}\text{Mo}(\gamma, np)^{90}\text{Nb}$, performed at the Research and Development Complex “Accelerator” of the National Science Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Ukraine, are presented. Measurements were carried out using the bremsstrahlung beam provided by the electron linear accelerator LUE-40. Methods of the γ activation and off-line γ -ray spectroscopy were used in the study.

The flux-averaged cross-section $\langle\sigma(E_{\gamma\max})\rangle_m$ of the $^{nat}\text{Mo}(\gamma, xn)^{93m}\text{Mo}$ reaction was measured at the bremsstrahlung end-point energy range of $E_{\gamma\max} = 38\text{--}93$ MeV for the first time. The theoretical values of the yield $Y_m(E_{\gamma\max})$ and flux-averaged cross-section $\langle\sigma(E_{\gamma\max})\rangle_m$ for this reaction were calculated using the cross-sections $\sigma(E)$ obtained from the TALYS1.96 code for different gamma strength functions *GSF* 1-8 and level density models *LD* 1-6. The contribution of the $^{94}\text{Mo}(\gamma, n)$ reaction in production of the ^{93m}Mo isotope on ^{nat}Mo was calculated. The comparison showed strong discrepancies between experimental values of $\langle\sigma(E_{\gamma\max})\rangle_m$ and theoretical results (see Fig. 1).

The experimental flux-averaged cross-sections $\langle\sigma(E_{\gamma\max})\rangle_m$ of the $^{nat}\text{Mo}(\gamma, xnp)^{95m}\text{Nb}$ reaction at $E_{\gamma\max}$ up to 95 MeV have been obtained. Based on the measured values of the isomeric ratio $IR(E_{\gamma\max})$ for the $^{95g, m}\text{Nb}$ pair, the estimated values $\langle\sigma(E_{\gamma\max})\rangle_g$ for the formation of ^{95}Nb in the ground state and total cross-sections $\langle\sigma(E_{\gamma\max})\rangle_{tot}$ for the studied reaction were determined (see Fig. 2). The contribution of the $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$ reaction in the photoproduction of the $^{95g, m}\text{Nb}$ nucleus on ^{nat}Mo was evaluated using the cross-sections $\sigma(E)$ from the TALYS1.95 code for *LD* 1-6 models.

The flux-averaged cross-sections of the reactions $^{nat}\text{Mo}(\gamma, xn)^{90}\text{Mo}$ and $^{nat}\text{Mo}(\gamma, pxn)^{90}\text{Nb}$ were experimentally determined at $E_{\gamma\max}$ up to 80 MeV and also calculated using the TALYS1.95 (*LD* 1) code. In the studied energy range for the $^{nat}\text{Mo}(\gamma, xn)^{90}\text{Mo}$ reaction, the dominant channel is $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$.

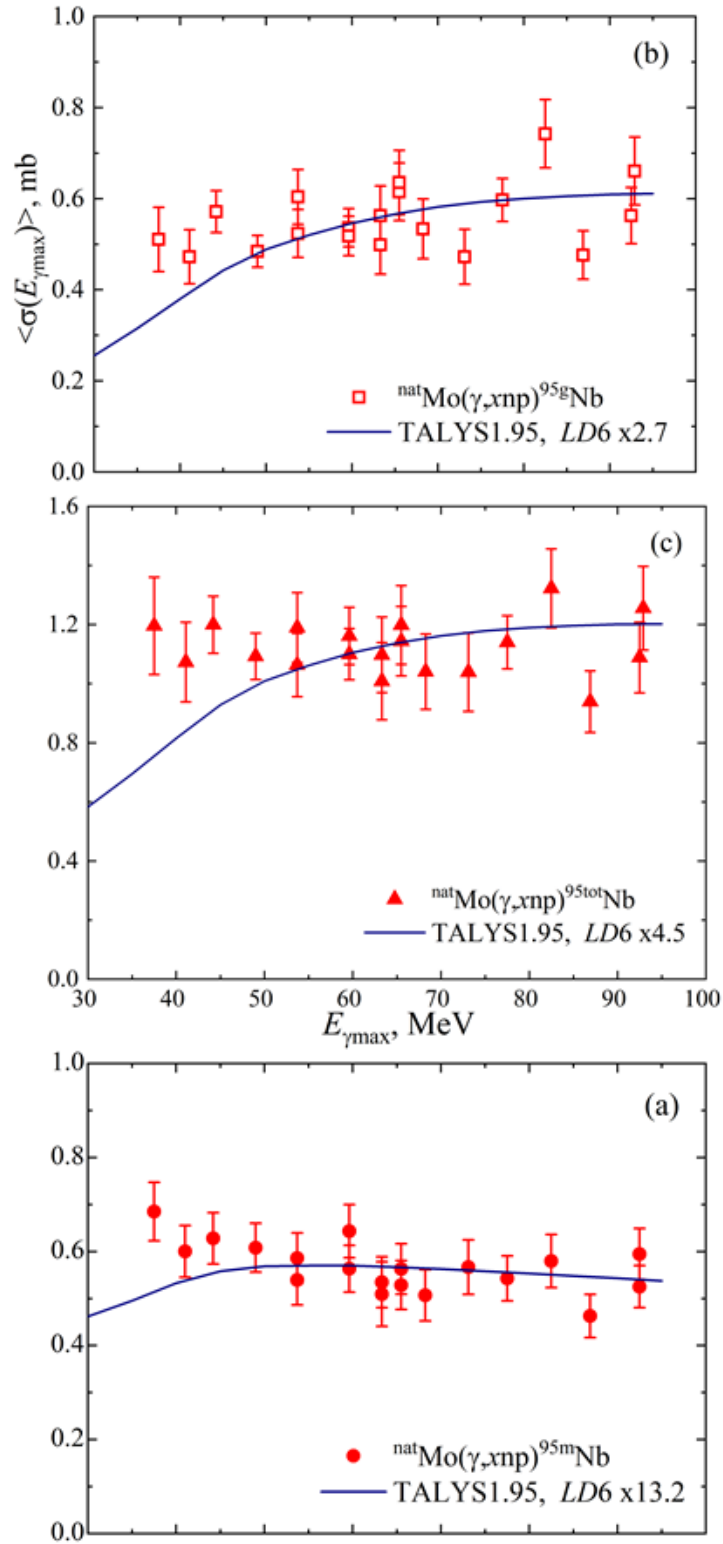


Figure 2. Experimental flux-averaged cross-sections $\langle \sigma(E_{\gamma\max}) \rangle$ for the formation of (a) ^{95m}Nb , and (b) ^{95g}Nb on ^{nat}Mo , and (c) total cross-section of the $^{nat}\text{Mo}(\gamma, xnp)^{95\text{tot}}\text{Nb}$ reaction

The contribution of this reaction to the total cross-section of the formation of the ^{90}Mo nucleus was 90% at 80 MeV. For the $^{nat}\text{Mo}(\gamma, pxn)^{90}\text{Nb}$ reaction, the dominant

contribution was from the reaction on ^{92}Mo and it reached 75%. The comparison of the $\langle\sigma(E_{\gamma\text{max}})\rangle$ values of the $^{92}\text{Mo}(\gamma,2n)^{90}\text{Mo}$ reaction, showed the experimental $\langle\sigma(E_{\gamma\text{max}})\rangle$ is up to 2 times larger than those calculated in TALYS1.95. A similar result was obtained in the case of the $^{92}\text{Mo}(\gamma,pn)^{90}\text{Nb}$ reaction.

This work was supported by the Slovak Research and Development Agency under No. APVV-20-0532 and APVV-22-0304, and the Slovak grant agency VEGA (Contract No. 2/0175/24). Funded by the EU Next Generation EU through the Recovery and Resilience Plan for Slovakia under the project No. 09I03-03-V01-00069.

ФРАГМЕНТАЦІЯ МОЛЕКУЛ АМІНОКИСЛОТ ТРИПТОФАНУ, ПРОЛІНУ, ВАЛІНУ, ГЛУТАМІНУ ТА ТРЕОНІНУ ПІД ВПЛИВОМ ЕЛЕКТРОНІВ З НИЗЬКОЮ (<100 eV) ТА ВИСОКОЮ (11,5 MeV) ЕНЕРГІЄЮ

О.В.Папп¹, І.Г. Мегела¹, Л.Г.Романова¹, В.С.Вукстич¹, Є.Тамулієне²,
О.В.Снігурський¹, Б.П. Баленко¹

¹Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород

²Інститут теоретичної фізики та астрономії, Вільнюс, Литва

e-mail: rappalex13@gmail.com

Проведено мас-спектрометричне дослідження фрагментації молекул деяких амінокислот (триптофану, проліну, валіну, глутаміну та треоніну) під впливом електронів з низькою (<100 eV) та високою (11,5 MeV) енергією. Шкідливий вплив іонізуючого випромінювання на амінокислоти відомий і широко описаний [1]. При цьому для різних видів іонізуючого випромінювання спостерігаються різні біологічні ефекти [2, 3]. Нами отримані мас-спектри вказаних молекул до і після їх взаємодії з високоенергетичним пучком електронів, який генерувався прискорювачем електронів — мікротроном М-30. Препарати амінокислот у вигляді дрібнокристалічного порошку опромінювалися електронним пучком енергією 11.5 MeV при трьох дозах опромінення – 5 кГр (інтегральний потік – 1.56×10^{13} е/см²), 10 кГр, (інтегральний потік – 3.12×10^{13} е/см²) та 20 кГр (інтегральний потік – 6.24×10^{13} е/см²).

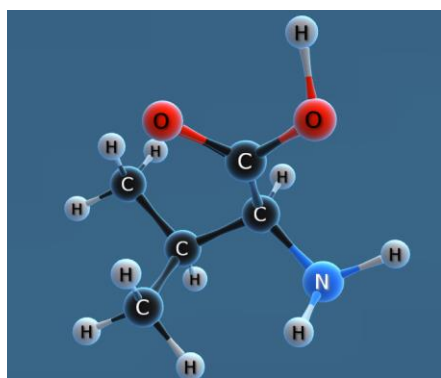
Опромінені на мікротроні зразки досліджувалися нами з використанням стандартної методики [4]. Мас-спектри молекул амінокислот, після опромінення зазначеними дозами, зіставлялися з вихідним мас-спектром неопроміненої речовини. Проміжок часу між опроміненням молекул амінокислот та мас-спектрометричними вимірюваннями складав >300 годин, що достатньо для завершення всіх нерівноважних процесів. Для всіх досліджених молекул не виявлено появи нових піків у мас-спектрах опромінених зразків порівняно з неопроміненими, а також зростання кількості фрагментів з малими масовими числами (до 50 а.о.м.).

Отримані результати свідчать про те, що опромінення вказаних п'яти амінокислот високоенергетичними електронами призводить до незворотних змін їх структури, які відображаються змінами інтенсивностей деяких піків у мас-спектрах, виміряних при різних дозах опромінення (0, 5, 10 і 20 кГр, залежно від конкретної молекули). Це підтверджує якісні та кількісні перетворення у цих амінокислотах після їх опромінення. Як експериментальні, так і теоретичні (з використанням підходу теорії ДПФ) результати показують, що перетворення залежить від дози опромінення. Крім того, розрахунки демонструють, що досліджувані амінокислоти можуть розкладатися при дозах опромінення понад

5 кГр. Інтенсивності основних піків мас-спектрів демонструють тенденцію змінюватись залежно від поглинутої дози.

Для прикладу на рис.1 наведені діаграми, які показують зміни у мас-спектрах, які спостерігалися для амінокислот з однаковою кількістю атомів вуглецю і різною структурою бічного ланцюга – валіну ($C_5H_{11}NO_2$) і проліну ($C_5H_9NO_2$).

Валін



Пролін

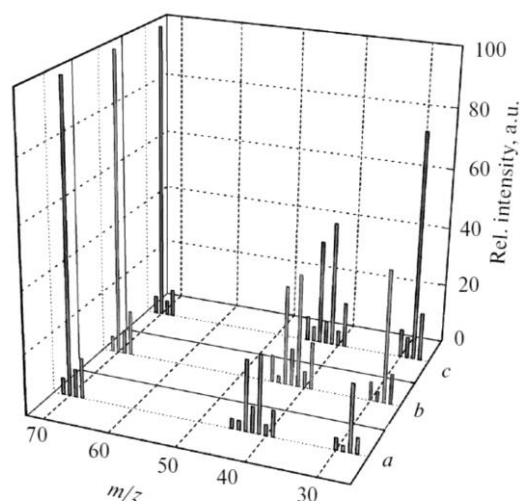
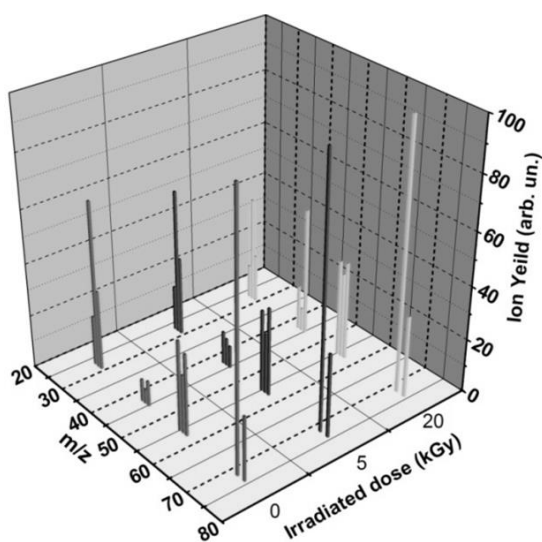
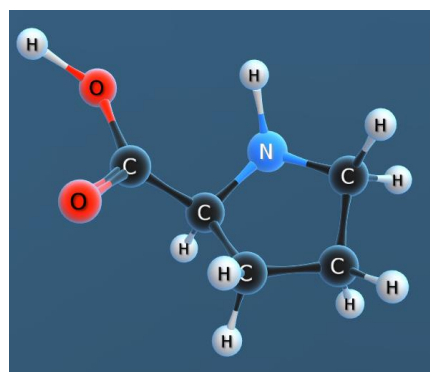


Рисунок 1. Порівняння мас-спектрів валіну ($C_5H_{11}NO_2$) і проліну ($C_5H_9NO_2$) після опромінення дозами 0, 5 і 20 кГр.

Аналогічні зміни у мас-спектрах спостерігаються і для молекул триптофану, глутаміну та треоніну після опромінення дозами 0, 5 і 20 кГр.

- [1] J.L. Ryan, Journal of Investigative Dermatology 132, issue 3, part 2, (2012).
- [2] N. F. Abu Bakar, S. A. Othman, N. F. A. Nor Azman, and N. S. Jasrin, IOP Conference Series: Earth and Environmental Science 012005 (2018).
- [3] J.E. Moulder, "Static Electric and Magnetic Fields and Human Health". (PhD thesis, Medical College of Wisconsin, 2014). <http://www.mcw.edu/radiationoncology/ourdepartment/radiationbiology/>.
- [4] V.S. Vukstich, A.I. Imre, and A.V. Snegursky, Instruments and Experimental Techniques 54, (2011).

МАС-СПЕКТРОМЕТРІЯ ГЛЮКОЗИ, ФРУКТОЗИ ТА СОРБІТУ ПІСЛЯ ОПРОМІНЕННЯ НА МІКРОТРОНІ М-30

А.М. Завілопуло, В.Т. Маслюк, Ю.А. Бандурин, Н.І. Сватюк, Є.Ю. Ремета

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород
e-mail: gzavil@gmail.com

Інтерес до вивчення природи перетворень моносахаридів під дією опромінювання пов'язаний, в першу чергу, з їх роллю у формуванні структури в процесах метаболізму біоти. Моносахариди містять лише три хімічні елементи Н, С, О, які на 98% формують біоорганізми, в т.ч. людини. Тому, безперечно, їх дослідження є особливо важливими для розуміння процесів, що відбуваються при радіаційному пошкодженні біологічних систем та призводять до руйнації живих клітин організму. Аналіз результатів експериментальних і теоретичних досліджень цих процесів дозволяє встановити фундаментальні механізми фрагментації біомолекул при опроміненні.

Глюкоза і фруктоза – одні з найпоширеніших біомолекул. Вони є енерго-носіями та структурними компонентами всіх живих клітин організму. Генетично пов'язаним з моносахаридами є сорбіт (гексит), який утворюється гідруванням D-глюкози. Зміна їх молекулярного складу та реакції, що відбуваються під дією радіації, є надзвичайно важливими для медицини, біології та радіаційної хімії. Мас-спектрометричні (МС) та спектроскопічні інструменти дозволяють детально дослідити фрагментацію моносахаридів. Вивчення процесів фрагментації моносахаридів мотивується і потенційно важливою роллю вторинних низько-енергетичних електронів при радіаційному пошкодженні ДНК, де цукровий фрагмент є основним будівельним блоком.

В даній роботі представлено результати МС досліджень зразків глюкози, фруктози й сорбіту до і після опромінення високоенергетичними електронами та нейтронами на мікротроні М-30. Енергія опромінення зразків досліджуваних молекул була 12.5 MeV, доза – 14 і 164 kGy, щільність потоку на площі опромінювання складала $1.8 \cdot 10^{10}$ ел./($\text{см}^2 \text{ с}$), величина інтегрального потоку $3.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, вклад супутніх фотонейтронів та гальмівного гамма-випромінювання не перевищував 5%. Потік фотонейтронів створювали за допомогою спеціальної збірки, розташованої на виході з М-30, що складалася з танталової пластини (товщина 1 мм) та пластини зі свинцю (товщина 1 см). Конструкція забезпечила максимальну щільність потоку гальмівного γ -випромінювання при потоці нейтронів $1.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Експеримент реалізує умови радіаційної деструкції молекул під дією високоенергетичної ядерної частинки та її дисоціацію в результаті взаємодії з

низькоенергетичними (0–70 еВ) електронами. Експеримент проводили на МС установці [1], яка включала помпу з безмасляною відкачкою, монопольний мас-спектрометр типу MX-7304A, ефузійне джерело та автоматизовану систему управління й реєстрації. Діапазон реєстрованих мас 0–180 Da з роздільною здатністю не гірше $\Delta M = 1$ Da. Молекулярний пучок з ефузійного джерела перетинався під кутом 90° з пучком електронів. Концентрація молекул у зоні взаємодії становила близько 10^{-11} см $^{-3}$. Струм електронів можна було змінювати в межах 0.05–0.5 мА, а розкид енергії електронів становив $\Delta E_{1/2} = 250$ меВ.

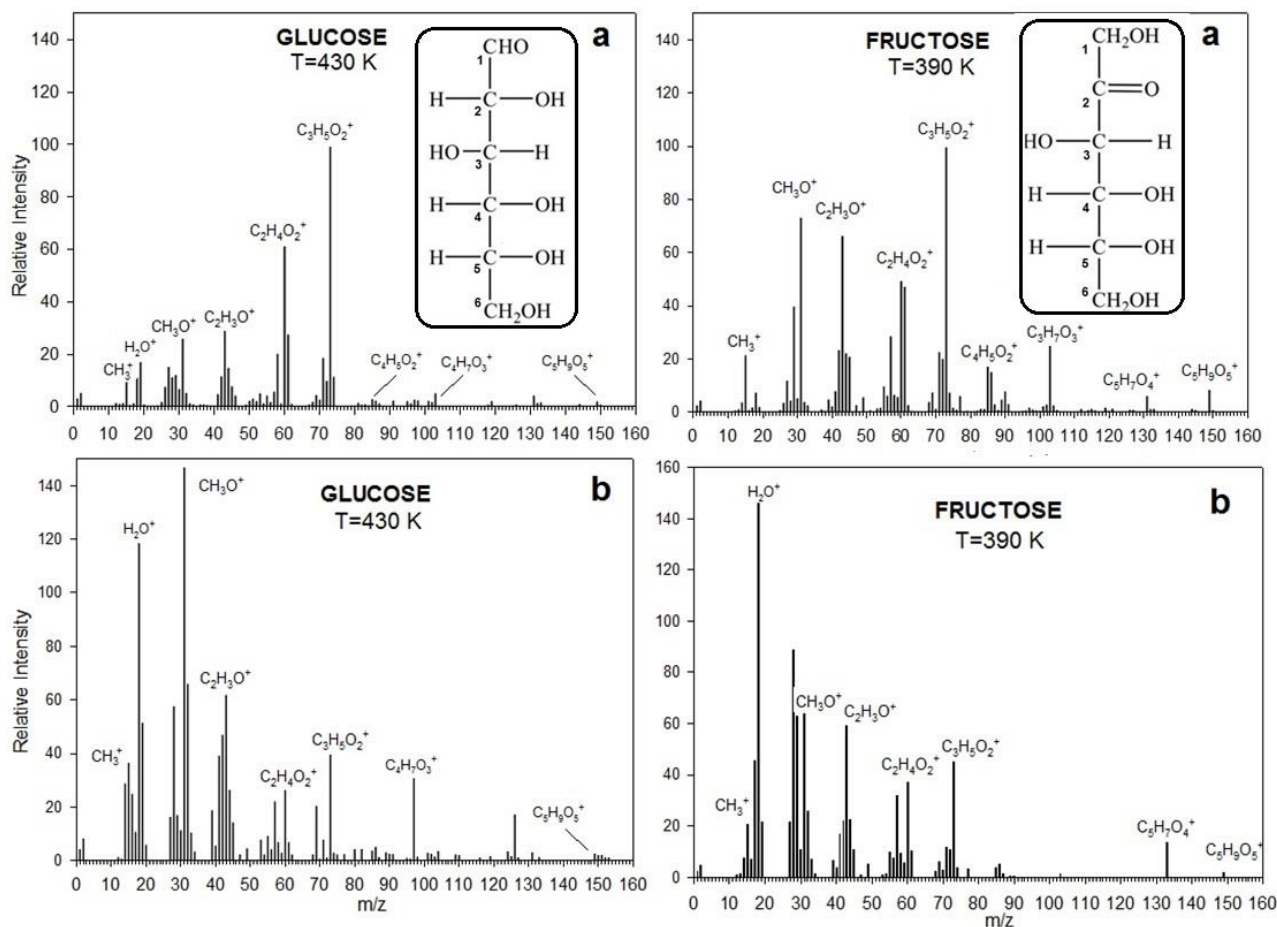


Рисунок 1. Мас-спектри молекул глюкози та фруктози до (a) і після (b) опромінювання нейтронами.

На рис. 1 представлені мас-спектри досліджуваних молекул до і після опромінювання нейтронами. Як видно, спостерігаються відмінності в мас-спектрах глюкози і фруктози: після опромінення внаслідок вибивання нейтронами з молекули атомів водню, вуглецю та кисню утворилися фрагменти та відбулася дисоціація цих молекул [2]. Оскільки атоми вуглецю утворюють каркас молекули, то їх видалення призводить до найбільших руйнувань

внаслідок розриву зв'язків C2-C3, C3-C4, C5-C6 (рис. 1). Це обумовлює зростання інтенсивності фрагментів з $m/z=18, 31, 43$ (див. рис. 1).

Досліджено мас-спектри глюкози й сорбіту до та після опромінення пучком електронів з енергією 12.5 MeV. Для дослідження впливу радіаційної фрагментації глюкози вибрано 2 дози опромінення – 14 і 164 kGy. При опроміненні глюкози зберігаються основні 5 груп з масами 15–20; 30; 45; 50–60, 73. Проте, інтенсивності цих груп суттєво перерозподіляються: при дозі 14 kGy доля іонів з $m/z= 32, 45$ зростає майже в 3.7 рази, а при 164 kGy – в 7.6 разів. При цьому, майже незмінним залишається вихід фрагмента $m/z=15$.

Аналіз отриманих мас-спектрів молекули сорбіту до та після опромінення пучком електронів з енергією 11.5 MeV дозою 5.6 kGy показав, що картина радіаційної фрагментації цих молекул аналогічна глюкозі.

[1] Zavilopulo A.N., Shpenik O.B., Mylymko A.N., Shpenik V.Yu. // Int. J. Mass Spectr. 2019. V. 441. P. 1–7. <https://doi.org/10.1016/j.ijms.2019.03.008>

[2] Бандурин Ю.А., Завілопуло А.М., Ремета Є.Ю., Візенко М.П. *Допов. Нац. акад. наук Укр.* 2023. № 5. С. 9-16.
<https://doi.org/10.15407/dopovidi2023.05.009>

МОДИФІКАЦІЯ ЕЛЕКТРОННИМ ОПРОМІНЕННЯМ ПОЗДОВЖНЬОГО ЕЛЕКТРООПОРУ ВТНП- МОНОКРИСТАЛІВ YBaCuO

Л.О. Пащенко, Ірина Ду, А.О. Комісаров, М.В. Коробков, Р.В. Вовк

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 61022,
майдан Свободи. 4, Харків, Україна
e-mail: liubov.pashchenko@karazin.ua

Найважливішим чинником зовнішнього на фізичні характеристики ВТНП-сполук, поряд із іншими екстремальними впливами [1], є застосування іонізуючого випромінювання [2,3], за умов якого досить часто працюють технологічні пристрої та елементи, створені з застосуванням ВТНП. У той же час, попри розмаїття представленого у літературі експериментального матеріалу, досить рідко зустрічаються роботи, присвячені вивченню повного пригнічення надпровідності у ВТНП-сполуках під впливом опромінення [1,3].

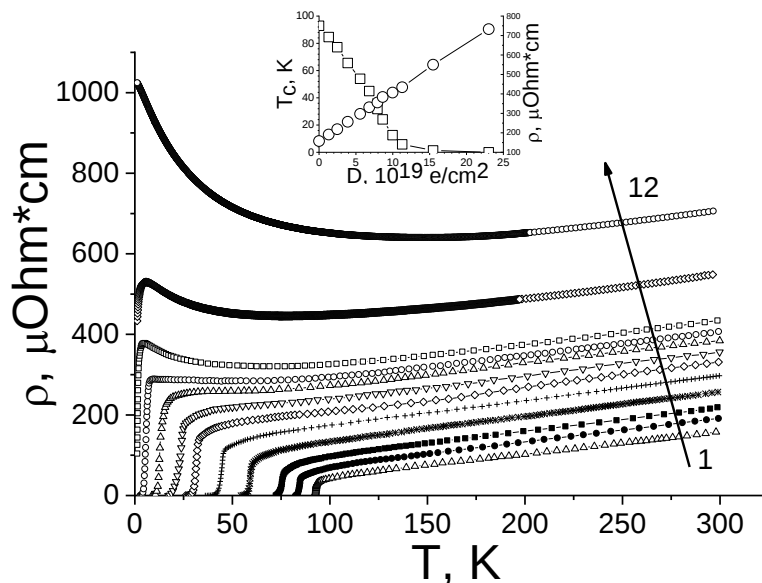


Рис. 1. Температурні залежності електроопору в ab -площині, $\rho_{ab}(T)$, монокристалу $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, виміряні до і після опромінення зразка, криві 1 і 2-12 відповідно. На вставці показано залежність від дози опромінення критичної температури T_c (квадрати) та електроопору при кімнатній температурі ρ_{300} (кілця).

Вирощування та термічну обробку досліджених у роботі монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ виконували за методикою, описаною в [1,2]. Опромінення проводили електронами з енергіями 0.5–2.5 MeV при $T \leq 10$ K до різних доз [2], найбільша з яких складала $D=230 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Після кожного опромінення вимірювали опір зразка в інтервалі T_c –300 K. Вимірювання опору проводили

чотирьохконтактним методом. Характерні розміри кристалів складали $1,4 \times 0,5 \times 0,04$ мм³, де найменший розмір відповідав осі *c*.

На рис.1 показані температурні залежності електроопору одного і того ж зразка, виміряні в аб-площині, $\rho_{ab}(T)$ до і після опромінення. Видно, що існує принципова відмінність у поведінці кривих $\rho_{ab}(T)$ 1–8 та 9–12. Для кривих 1–8 характерна металева поведінка залежностей $\rho_{ab}(T) - d\rho_{ab}(T)/dT > 0$ у всьому дослідженому інтервалі $T_c - 300$ К, тоді як на кривих 9–11 надпровідному переходу передують максимум і мінімум залежності $\rho_{ab}(T)$ – на похідних з'являються ділянки з негативними значеннями $d\rho_{ab}(T)/dT$, а на кривій 12 ознак переходу в надпровідний стан не виявлено. Великі дози опромінення зразка (криві 10-12) приводять до «напівпровідникового» характеру поведінки кривих $\rho_{ab}(T)$ [1], який може бути пов'язаний також із слабкою локалізацією електронів при наближенні до переходу метал-діелектрик.

Як видно із рис. 1 в аб-площині зі збільшенням дози опромінення від 0 до 155×10^{18} см⁻² критична температура знижується від 92,89 до 1,37 К, а при дозах близько 230×10^{18} см⁻² надпровідний перехід повністю зникає. При цьому абсолютне значення електроопору при кімнатній температурі збільшується приблизно від 158 до 733 мОм.см, а область лінійної залежності $\rho_{ab}(T)$ при збільшенні дози опромінення спочатку розширюється від 154 К (крива 1) до 250 К (крива 6), а потім звужується до 150 К (крива 11). На кривій 12 область лінійної залежності $\rho_{ab}(T)$ відсутня. Дія радіації приводить до аномально сильного (порівняно зі зміною складу [1]) пригнічення надпровідності у високотемпературному надпровіднику $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Однак, характер зміни електричних та надпровідних властивостей ВТНП при зміні складу [1] та під дією опромінення дещо відрізняється. Основна відмінність полягає в наступному: у той час як при зміні складу зниження T_c до 86 К, як правило, супроводжується зміною виду кривих $\rho(T)$ від металевого до кривих з так званою «S-подібною формою» з характерним термоактиваційним прогином [1], при опроміненні таке ж, за абсолютною величиною, зниження T_c при помітному зростанні в інтервалі температур $T_c - 300$ К не супроводжується появою S-подібної залежності $\rho(T)$. Термоактиваційна поведінка електроопору у опромінених зразків проявляється лише за досить низьких значеннях T_c [1,3]. Однією з причин, що призводять до сильного зниження T_c опромінених зразків, може бути виникнення під дією опромінення діелектричних включень, обумовлених перерозподілом кисню між позиціями O(4) та O(5) (в позначеннях роботи [3]) та утворенням локальних областей з тетрагональною структурою.

[1] R.V. Vovk, A.L. Solovyov / Low Temperature Physics **44**, 81 (2018); <https://doi.org/10.1063/1.5020905>.

[2] G.Ya. Khadzhai, Yu.V. Litvinov, R.V. Vovk, S.F. Zdorovko, I.L. Goulatis, A. Chroneos // Journal of Materials Science: Materials in Electronics (2018) 29: 7725-7729 <https://doi.org/10.1007/s10854-018-8768-y>.

[3] T. Siegrist, S. Sunshine, D.W. Murphy et al. // PRB (1987) 35, N6. P.7137-7139.

АНІЗОТРОПІЯ ЕЛЕКТРОТРАНСПОРТУ МОНОКРИСТАЛІВ YBaCuO, ОПРОМІНЕНИХ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНИМИ ЕЛЕКТРОНАМИ

Л.О. Пашченко, О.Ю. Врагов, А.О. Комісаров, М.В. Коробков, Р.В. Вовк

*Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 61022,
майдан Свободи. 4, Харків, Україна
e-mail: liubov.pashchenko@karazin.ua*

Незважаючи на значну кількість робіт, присвячених вивченню поздовжнього та поперечного транспорту у втнп-системі $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [1-3], багато аспектів цього питання залишаються досі остаточно нез'ясованими. Як зазначалося в роботі [2], раніше було запропоновано механізм резонансного тунелювання носіїв заряду між провідними площинами CuO_2 —через локалізовані стани в CuO -ланцюжках. У цьому випадку температурна залежність анізотропії електроопору $\rho_c/\rho_{ab}(T)$ має описуватися співвідношенням: $\rho_c/\rho_{ab} \sim T \cosh^2(T_0/T)$ (1), де m_0 – деяка енергія активації процесу. Експериментальна перевірка цієї моделі була проведена в [3] на монокристалічних зразках $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. При цьому, однак, було показано, що хоча співвідношення (1) якісно узгоджується з експериментом, краще описання експериментальних даних досягається для експоненційної залежності виду: $\rho_c/\rho_{ab} \sim \exp(\Delta/T)$ (2), де δ – енергія активації. Подібний вираз було обґрунтовано раніше в теоретичній моделі [1], яка передбачає поляронний механізм здійснення поперечного транспорту у втнп.

У той же час, як було показано в роботі [3], у разі допущення празеодимом, температурна залежність анізотропії електроопору $\rho_c/\rho_{ab}(T)$, на відміну від бездомішкових сполук $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, найкраще описується за допомогою універсального «закону 1/2»: $\rho_c/\rho_{ab} = BT \exp(T_0/T)^{1/2}$ (3), тут B , T_0 – константи. Як відомо, співвідношення (3) характерне для одновимірної стрибкової провідності зі змінною довжиною стрибка [2,3].

У цій роботі представлені результати дослідження впливу опромінення електронами на анізотропію електроопору в монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з оптимальним вмістом кисню та високою критичною температурою, $T_c \approx 90$ К.

Вирощування та термічну обробку досліджених у роботі монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ виконували за методикою, описаною в [2]. Опромінення проводили електронами з енергіями 0.5–2.5 МеВ при $T \leq 10$ К до різних доз, найбільша з яких становила $D_4 = 8.8 \cdot 10^{18}$ см⁻². Після кожного опромінення вимірювали опір зразка в інтервалі $T_c - 300$ К. Вимірювання електроопору проводили методом Монтгомері [3].

Температурні залежності $\rho_c(T)/\rho_{ab}(T)$ показані на рис. 1 у координатах $\ln(\rho_c/\rho_{ab}) - 1/T$ і $\ln[(\rho_c/\rho_{ab})/T] - 1/T^{1/2}$, що відповідає їх описанню за допомогою співвідношення (2) у першому випадку та аналітичного виразу виду (3) – у другому.

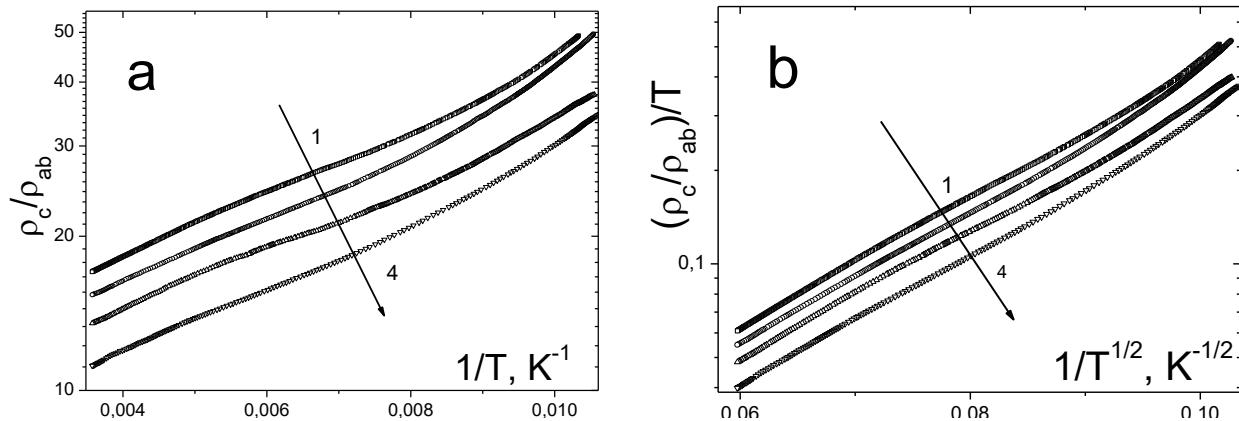


Рис. 1. Температурні залежності анізотропії електроопору $\rho_c/\rho_{ab}(T)$ у координатах $\ln(\rho_c/\rho_{ab})-1/T$ і $\ln[(\rho_c/\rho_{ab})/T]-1/T^{1/2}$, виміряні для доз від 0 до $8.8 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$.

Видно, що, на відміну від випадків зниження вмісту кисню [2] та збільшення концентрації празеодима [3], опромінення електронами призводить до значного зменшення абсолютної величини анізотропії ρ_c/ρ_{ab} : від 20 при 250 К до 40 при 100 К. При цьому, з рис. 1a і 1b слідує, що рівняння (3) для стрибкової провідності дозволяє дещо краще якісно описати експериментальну залежність в області відносно високих температур, ніж співвідношення (2). З теорії відомо, що «закон 1/2» зазвичай сприймається як прояв кулонівської щільності в енергетичному спектрі носіїв, характерному для напівпровідникових сполук [2,3]. З іншого боку, як було показано в роботі [3], співвідношення (3) носить набагато більш універсальний характер, і може виконуватися для широкого класу провідних сполук за досить великого ступеня структурного розупорядкування. У нашому випадку, вірогідно, визначальний вплив на структурний порядок у системі відіграє опромінення електронами, що призводить до ізотропізації дефектної структури і, як наслідок, до зменшення абсолютної величини відношення ρ_c/ρ_{ab} .

[1] A.S. Alexandrov, V.V. Kabanov, and N.F. Mott, PHYS. REV. LETT. **77**, 4796 (1996).

[2] R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, A.V. Samoilov, A.I. Chroneos, V.M. Pinto Simoes. // J. ALLOYS AND COMPOUNDS **464**, P. 58-66 (2008).

[3] R.V. Vovk, N.R. Vovk, O.V. Shekhovtsov, I.L. Goulatis, A. Chroneos // Supercond. Sci. Technol. **26** (2013) 085017.

ВПЛИВ ОПРОМІНЕННЯ ШВИДКИМИ ЕЛЕКТРОНАМИ НА МАГНІТООПР ОПТИМАЛЬНО ДОПОВАНИХ КИСНЕМ МОНОКРИСТАЛІВ YBaCuO

Л.О. Пащенко, Ю.В. Литвинов, А.О. Комісаров, М.В. Коробков, Р.В. Вовк

*Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 61022,
майдан Свободи. 4, Харків, Україна*

e-mail: liubov.pashchenko@karazin.ua

Відомо [1], що дослідження переходів в надпровідний стан ВТНП -сполук YBa₂Cu₃O_{7-δ}, чутливих до концентрації структурних дефектів, дає можливість вивчати вплив таких дефектів на фазовий стан і динаміку вихрової матерії з використанням аналізу флуктуаційних поправок в провідність, що спостерігаються в таких сполуках при температурах поблизу критичної $T \approx T_c$.

Методики отримання експериментальних зразків, їх опромінення високоенергетичними електронами та експериментальні установки детально описані в [2]. Магнітне поле напруженістю 15 кЕ створювали з використанням електромагніту. Його поворотом навколо вертикальної осі можна було змінювати орієнтацію поля відносно кристала. Точність орієнтації поля щодо зразка була не гірше 0.1°. Зразок монтували в вимірювальній комірці таким чином, щоб вектор поля $\vec{H}$ завжди був перпендикулярний вектору транспортного струму $\vec{J}$.

Для дослідження резистивних переходів в надпровідний стан (НП) ми використовували метод Коувель – Фішера], основою якого є аналіз величини

$$\chi = \frac{-d(\ln \Delta\sigma)}{dT}, \quad (1),$$

де $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0$ – деяка поправка в провідність, що виникає в провідній підсистемі внаслідок флуктуаційного спарювання носіїв при $T > T_c$ [1]. Тут $\sigma = \rho^{-1}$ – експериментально вимірюване значення провідності, а $\sigma_0 = \rho_0^{-1} = (A+BT)^{-1}$ – доданок, що регулярно віднімається і визначається екстраполяцією високотемпературної лінійної ділянки аж до області НП – переходу. Припускаючи, що $\Delta\sigma$ розходиться як $\Delta\sigma \sim (T-T_c)^{-\beta}$ при $T \approx T_c$, з (1) випливає, що $\chi^{-1} = \beta^{-1}(T-T_c)$, де β – деякий показник, що залежить від розмірності і фазового стану флуктуаційної і вихрової підсистем [1]. Таким чином, ідентифікація лінійних температурних ділянок на залежностях $\chi^{-1}(T)$ дає можливість одночасно визначати важливі розмірні показники і характерні температури динамічних фазових переходів в підсистемі надпровідних носіїв.

Як було показано в [3], в разі виникнення в системі стану «брегтівського скла» на залежностях $\chi(T)$ повинен спостерігатися скейлінг в зведених координатах $\chi(T_c - T_{c0}) - (T - T_{c0})/(T_c - T_{c0})$, де T_{c0} – критична температура кінця

переходу в паракогерентній області, яка визначається в точці перетину лінійної ділянки, і апроксимується, на так звану, паракогерентну область, з віссю температур, а T_c – температура, що відповідає середньопольовій критичній температурі, що визначається в точці максимуму на залежностях $d\rho_{ab}(T)/dT$

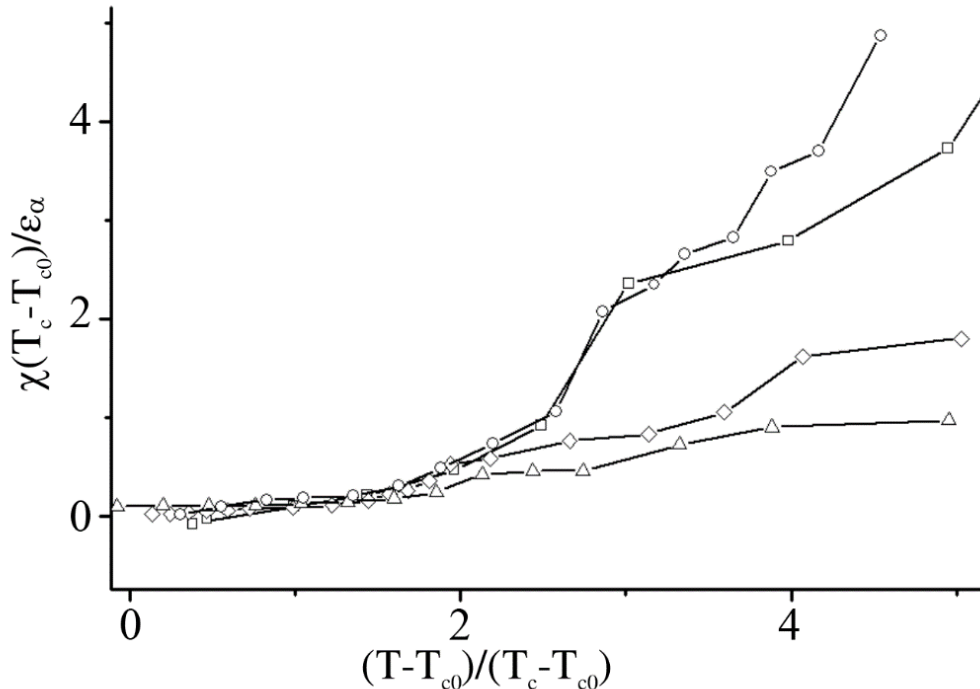


Рис. 1. Резистивні переходи в надпровідний стан опроміненого монокристала $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в приведених координатах $\chi(T_c - T_{c0})/\epsilon_\alpha - (T - T_{c0})/(T_c - T_{c0})$.

Криві $\chi(T)$, масштабовані як $\chi(T_c - T_{c0})/\epsilon_\alpha - (T - T_{c0})/(T_c - T_{c0})$ показані на рис. 1. При цьому ми враховували зміну внеску власного піннінгу з ростом кута розорієнтації $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$, з використанням приведення величини $\chi(T_c - T_{c0})$ з урахуванням параметра анізотропії [1], де $\epsilon = 6 \div 9$. Як видно з рис. 1, на експериментальних кривих найкращий скейлінг спостерігається в паракогерентній області при $T < T_M$. При більш високих температурах розбіг кривих стає істотнішим, мабуть, внаслідок впливу піннінгу надпровідних флуктуацій на радіаційних дефектах, а також можливого посилення ролі деяких специфічних механізмів квазічасткової взаємодії.

- [1] r. v. vovk, z. f. nazyrov, m. a. obolenskii, i. l. goulatis, a. chroneos, and v. m. p. simoes, *j. alloys compds.* **509**, 4553 (2011).
- [2] g.ya. khadzhai, yu.v. litvinov, r.v. vovk, s.f. zdorovko, i.l. goulatis, a. chroneos // *journal of materials science: materials in electronics* (2018) 29: 7725-7729.
- [3] r. m. costa, i. c. riegel, a. r. jurelo and j. l. pimentel, *jmmm* **320**, 493 (2008).

ЕКСПЕРИМЕНТ BGOOD: РЕЗУЛЬТАТИ ТА ПЕРСПЕКТИВИ ДОСЛІДЖЕНЬ ЕКЗОТИЧНИХ СТРУКТУР У СЕКТОРІ ЛЕГКИХ КВАРКІВ

М. Романюк
для колаборації BGOOD

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна
INFN Roma "Tor Vergata", Рим, Італія
e-mail: romanuk@nas.gov.ua*

Адронна спектроскопія використовується для вивчення нуклонів та їх резонансів і ступенів свободи в рамках непертурбативної квантової хромодинаміки. Незважаючи на велику кількість інформації про адронні стани, залишається багато "відсутніх резонансів", що передбачені різноманітними моделями, але експериментально не спостерігаються [1]. З моменту створення моделі кварків обговорювалася можливість існування адронів з більш ніж трьома складовими кварками. Імовірно, що легкі мезони можуть взаємодіяти як елементарні об'єкти, спричиняючи ефекти перерозсіювання мезонів біля порогів. Досі залишається питанням чи є пентакварки системами п'яťох зв'язаних кварків чи мають молекулярно-подібний склад [2–6].

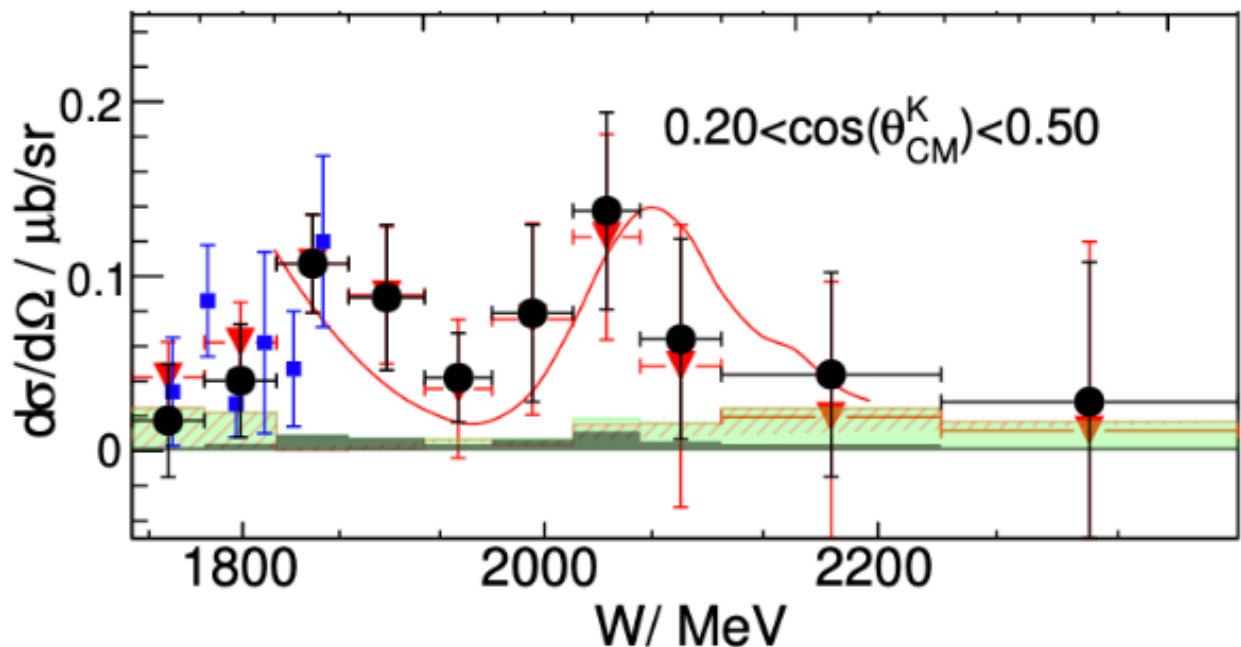


Рисунок 1. Диференціальний переріз $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^0$ для кутів $0.20 < \cos(\theta_{CM}^K) < 0.50$, дані BGOOD [9] з двома методами підгонки (червоні трикутники та чорні кола), сині квадрати – дані колаборації A2 [10]. Прогнозований загальний повний переріз Рамоса та Осета у довільному масштабі.

Експеримент BGOOD [7] ідеально підходить для дослідження адронних реакцій в області низького обміну імпульсами, де може проявлятися розширена молекулярна структура. Чітка реєстрація заряджених частинок на малих кутах, доповнена реконструкцією нейтральних частинок у центральній області, дозволяє реконструювати багаточастинкові кінцеві стани та вивчати екзотичні структури в секторі легких кварків.

Дані BGOOD [9] достатньо добре узгоджуються з попередніми даними колаборації A2 [10], а в показаному інтервалі, рис. 1, відповідають прогнозованому піку моделі Рамоса та Осета. Наразі було набрано додаткові дані, щоб підвищити статистичну точність і забезпечити надійну інтерпретацію.

- [1] E. Klempt and J. M. Richard, Rev. Mod. Phys. 82, 1095 (2010).
- [2] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8, 214 (1964).
- [3] R. L. Jaffe, Phys. Rev D 15, 267 (1977).
- [4] D. Strottman, Phys. Rev D 20, 748 (1979).
- [5] A. Manohar and H. Georgi, Nucl. Phys. B 234, 189 (1984).
- [6] L. Ya. Glozman and D. O. Riska, Phys. Rep. 268, 263 (1996).
- [7] Alef S., ..., Romaniuk M. et al., Eur. Phys. J. A 56:104 (2020).
- [8] A. Ramos and E. Oset, Phys. Lett. B 727 287 (2013).
- [9] K. Kohl, T. C. Jude, et al. (BGOOD Collaboration), Eur. Phys. J. A 59 254 (2023)
- [10] C. S. Akondi et al. (A2 Collaboration), Eur. Phys. J. A 55 202 (2019).

ВЗІРЦЕВА МІШЕНЬ ІЗОТОПІЧНО ЗБАГАЧЕНОГО ІЗОТОПУ ^{40}K ДЛЯ ОДНОЧАСНОЇ РЕЄСТРАЦІЇ β, γ - ВИПРОМІНЮВАННЯ

А.П. Осипенко

Ужгородський національний університет, Ужгород
e-mail: dep-nuclphys@uzhnu.edu.ua

У зв'язку зі збільшенням масштабів використання атомної енергії зростає важливість контролю вмісту природних і штучних радіоактивних радіонуклідів у різних об'єктах довкілля. Основною формою такого контролю є визначення концентрації радіонуклідів у повітрі, воді, ґрунті та харчових продуктах. Очевидно, що для отримання зіставлених результатів у різних лабораторіях необхідно використовувати однакові джерела, як енергії, так і інтенсивності випромінювання. Та найкраще цю задачу вирішують з використанням взірцевих мішеней, які випромінюють як один вид випромінювання, так і один, два, три види (α, β, γ) випромінювання одночасно.

Схема розпаду ^{40}K представлена на Рис. 1. Видно, що при розпаді ^{40}K випромінюється β^- із середньою енергією 0,562 МеВ з імовірністю 89,3% та γ квант з енергією 1,46 МеВ з імовірністю 10,7%.

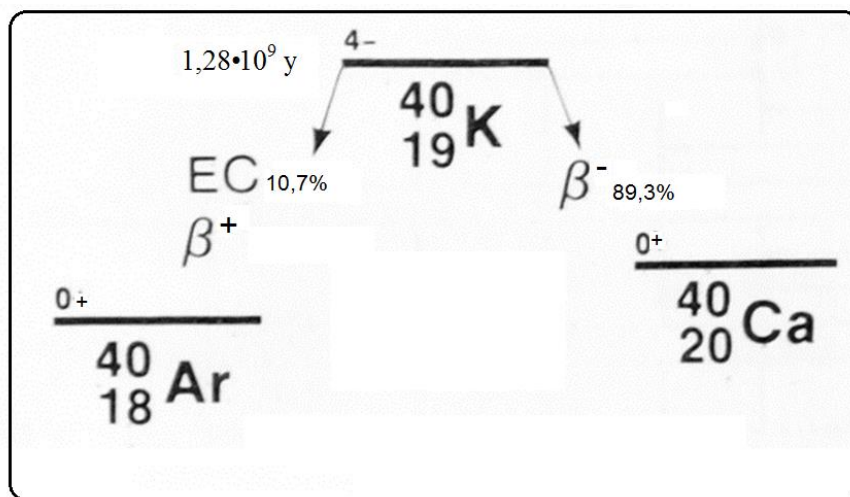


Рис. 1. Схема розпаду ^{40}K [1].

При дослідженні властивостей джерел ядерного випромінювання, процесів радіоактивного розпаду та ядерних перетворень використовують взірцеве джерело (еталонну мішень) кількості радіоактивності та доз ядерних випромінювань природного і техногенного фону.

На кафедрі ядерної фізики фізичного факультету УжНУ з 1985 року виконуються навчально-наукові роботи з використанням взірцевої мішені ізотопічно збагаченого ^{40}K у вигляді сполуки KCl . Взірцева мішень – це диск плексигласового матеріалу діаметром 3,2 мм, товщиною 6 мм та заглибиною

розміром у 2 мм, в яку помістили 20 мг сполуки ізотопічно збагаченого ^{40}K [1,2]. Калій – це хімічний елемент першої групи Періодичної системи хімічних елементів, атомний номер 19, атомна маса 39,0983, який належить до групи лужних металів. Калій був одержаний Г. Деві в 1807 році. Ізотоп ^{40}K є одним з ізотопів, який зберігся завдяки великому періоду напіврозпаду $T_{1/2}=1,27 \times 10^9$ років. К та Na є теплоносіями в ядерних реакторах. У таблиці наведено 3 ізотопи калію.

Таблиця. Характеристики ізотопів калію [1]

Ізотоп	Тип випромінювання	Період напіврозпаду
^{39}K	93,22 %	
^{40}K	β^+ , γ (10,7%), β^- (89,3%)	$1,27 \times 10^9$ років
^{41}K	6,77 %	

У наших дослідженнях використовувалися значення таких характеристик ізотопічно збагаченого ізотопу ^{40}K [3]:

- *питома активність* – $2,6 \times 10^2$ розпадів/с на 1 мг або $7,02 \times 10^{-6}$ Кюри/г;
- *середня енергія бета-випромінювання* – 0,562 MeV.

У роботах [2–4] визначався вміст β -активних ізотопів з вимірювань питомої масової сумарної β -активності (ПМСА) q . Якщо зразок достатньо тонкий, то ПМСА обчислюється за формулою:

$$q = Q/m = n_{\text{ef}} / (d\Omega \varepsilon K_{\text{п}} m),$$

де Q – загальна активність зразка, m – маса зразка, $d\Omega$ – тілесний кут, у межах якого детектор реєструє β -частинки, n – швидкість лічби детектора, зумовлена радіоактивним розпадом: $n_{\text{ef}} = n_{\text{ef}+\text{ф}} - n_{\text{ф}}$ – ефективна лічба детектора, $n_{\text{ф}}$ – швидкість лічби фонових значень, ε – ефективність детектора, $K_{\text{п}}$ – коефіцієнт, який враховує β -випромінювання.

Дана робота є продовженням наукового дослідження з вивчення взірцевої мішені ізотопічно збагаченого ізотопу ^{40}K .

[1] Lederer C.M. Table of isotopes 7th ed (New-York-Toronto, 1978).

[2] Осипенко А.П., Деречкей П.С. Радіоекологічне дослідження зразків гірських порід травертину та граніту з використанням малофонового напівпровідникового гамма-спектрометра. Тезиси докладов XVI конференції по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям. – Харьков. – 20-23 марта 2018 г. – С. 33.

[3] Осипенко А.П. Взірцева мішень ізотопічно збагаченого ізотопу ^{40}K . Використання в навчально-науковій роботі. Міжнародна конференція «Резонансні явища в атомних системах», 19-21 вересня 2023 року. Ужгород – 202 с.

[4] Олач Я.І., Парлаг О.М., Пилипченко В.А. Модельне вивчення процесу експресного визначення вмісту стронція-90 за допомогою бета-спектрометрії. Міжнародна наукова конференція до 150-річчю від дня народження Івана Пулюя. Львів, 23-26 травня 1995 р., Тези доповідей. 256 с.

АВТОРСКИЙ ПОКАЖЧИК

Barsuk S. [159](#)
Chepurnov O.O. [151](#)
Chvátíl D. [41](#)
Colucci G. [151](#)
Deiev O.S. [192](#)
Herzán A. [192](#)
Junyi Du. [201](#)
Karpus S. [158](#)
Keely N. [149](#)
Kemper K.W. [149](#), [151](#)
Koshchy E.I. [149](#), [151](#)
Koshiy E.I. [151](#)
Kowalczyk M. [151](#)
Kushnir V.A. [192](#)
Kutsyk O.E. , [151](#)
Kyrianchuk V.M. [149](#)
Mezhevych S.Yu. [149](#), [151](#)
Murtazin R. [158](#)
Mytrochenko V.V. [192](#)
Obikhod T.V. [124](#)
Olejnik S.M. [192](#)
Omelchenko V.D. [163](#)
Perezhogin S.A. [192](#)
Petrenko I.O. [124](#)
Piasecki E. , [151](#)
Ponkratenko O.A. [149](#), [151](#)
Potin S.M. [192](#)
Rudchik A.A. , [151](#)
Rudchik A.T. [149](#), [151](#)
Rusek K. [149](#), [151](#)
Shulga N.F. [163](#)
Shyrma Yu.O. [149](#), [151](#)
Simulik V.M. [165](#), [167](#), [169](#)
Stepanenko Yu.M. [149](#), [151](#)
Stolarz A. , [151](#)
Timchenko S. [192](#)
Trczyńska A. [151](#)
Uleshchenko V.V. [149](#), [151](#)
Vertegel I.I. [149](#), [151](#)
Wolinska-Cichocka M., [151](#)
Адам І. [71](#)

Баленко Б.П. [196](#)
Бандурин О.Ю. [154](#)
Бандурин Ю.А. [154](#), [156](#), [173](#), [198](#)
Безшийко О.А. [120](#), [122](#), [137](#), [159](#)
Бєлих Д.О. [129](#)
Біган З.М. [127](#)
Бойко Н.В. [183](#)
Бондар Б.М. [129](#)
Брандіс Й.Й.
Бурмей С.А. [183](#)
Вільчинська К.В. [120](#)
Василевський В.С. [177](#)
Васильєв А. [107](#)
Васильєва Г. [107](#), [181](#)
Ващишин В.П. [120](#)
Візенко М. П. [127](#), [130](#)
Вовк Р.В. [201](#), [203](#), [205](#)
Водін О.М. [159](#)
Врагов О.Ю. [203](#)
Вукстич В.С. [196](#)
Габідулін О.Ю. [159](#)
Гайніш Й.Й. [130](#)
Гайсак І. [71](#), [179](#)
Генерал А.А. [173](#)
Голінка-Безшийко Л.О. [120](#), [122](#), [137](#), [159](#)
Гомокі З.Т. [135](#)
Гомонай Г.М. [10](#), [13](#), [17](#)
Горбаченко О. М. [96](#)
Гошовський М.В. [183](#)
Григоренко В.О. [188](#)
Грицак Р.В. [135](#)
Данило В.В. [135](#)
Деречкей П. С. [127](#)
Добішук В.М. [54](#)
Ердеві М.М. [156](#)
Жаба В.І. [177](#), [179](#)
Завілопуло А.М. [146](#), [156](#), [198](#)
Запорожець А. [181](#)
Захарчук Д.А. [85](#)
Зелінський Р.М. [120](#)

Каденко І.М. [159](#)
Карпусь С.Г. [172](#), [186](#), [188](#)
Катовський К. [71](#)
Кедровський С.М. [116](#)
Кива В. О. [54](#)
Кищак М. [141](#)
Кіро С. [139](#)
Коваленко Г.Д. [186](#)
Коваль Ю.М. [116](#)
Ковач В. [141](#)
Козьма А.А. [143](#)
Комісаров А.О. [201](#), [203](#), [205](#)
Конопльов О.М. [135](#)
Коробков М.В. [201](#), [203](#), [205](#)
Кочан А.М. [183](#)
Кудряшова Є.В. [129](#)
Кушнір В.А. [159](#)
Лазур В.Ю. [181](#)
Лашко Ю.А. [177](#)
Лембак В.Б. [179](#)
Лендел О.І. [118](#), [133](#)
Литвинов Ю.В. [205](#)
Локтєв В. [8](#)
Луньов С.В. [85](#)
Лящов М. [172](#)
Маковський М.В. [175](#)
Малінін О.М. [143](#)
Малініна, А.О. [143](#)
Маргітич М.О. [135](#), [141](#)
Мартишичкін В.О. [179](#)
Маслюк В.Т. [27](#), [85](#), [130](#), [146](#), [183](#), [198](#)
Мегела І.Г. [130](#), [196](#)
Милимко А.М. [156](#)
Миня О.Й. [135](#), [143](#), [173](#)
Михайлов Л.В. [175](#)
Мітроченко В.В. [159](#)
Молнар К.Б. [143](#)
Молнар Ш.Б. [154](#)
Немеш А.І. [183](#)
Окунєв О. [107](#)
Олейніков Є.В. [118](#), [130](#), [190](#)
Олійник С.М. [159](#)
Опря М. [139](#)

Орлов В. [137](#)
Осипенко А.П. [209](#)
Охріменко О.Ю. [54](#)
Папп О.В. [196](#)
Парлаг О.О. [118](#), [190](#)
Пащенко Л.О. [201](#), [203](#), [205](#)
Пережогін С.А. [159](#)
Петренко В. М. [96](#)
Петрушинець Л.В. [175](#)
Пилипчинець І.В. [118](#), [130](#), [190](#)
Пінчук К.Г. [122](#)
Піскарьов А.І. [175](#)
Плюйко В. А. [96](#)
Погодін А.І. [135](#)
Поп М.М. [135](#), [173](#), [181](#)
Поп О.М. [130](#), [146](#)
Пугач В.М. [54](#)
Ремета Є.Ю. [198](#)
Роман В.І. [130](#)
Роман І.Ю. [130](#)
Романова Л.Г. [196](#)
Романюк М. [207](#)
Русин А.В. [154](#)
Савка О. [181](#)
Сароз М. [141](#)
Сватюк Н.І. [146](#), [183](#), [198](#)
Світличний Є.А. [173](#)
Семісалов І.Л. [186](#)
Симканич О.І. [146](#)
Сич О. [181](#)
Сікора С. І. [37](#)
Сливка А.А.
Сліпченко В.М. [116](#)
Сліпченко Вл.М. [116](#)
Снігурський О.В. [196](#)
Соломон А.М. [154](#)
Сухова М. [141](#)
Тамулієне Є. [196](#)
Танчак А. [71](#)
Тесленко В.І. [129](#)
Трофименко С.В. [57](#)
Фальченко Ю.В. [175](#)
Федорчук В.Є. [175](#)

Федурця Ю.В. [154](#)
Фелдій М.М. [135](#),
Феськов Р. С. [96](#)
Фірстов Г.С. [116](#)
Хвищун М.В. [85](#)
Цяцько Є. [172](#)
Чернищенко С.Б. [54](#)
Чигрин О.О. [122](#)

Шафраньош І. [141](#), [143](#)
Шафраньош М. [141](#)
Шевель В.М. [175](#)
Шевера І.В. [135](#)
Шляхов І.М. [186](#), [188](#)
Шопен О. [172](#)
Шуаїбов О.К. [135](#), [143](#), [173](#)

Науково-інформаційне видання

Укладачі: *А.М. Завілопуло, д. ф.-м.н., професор*

В.І. Роман, к. ф.-м. н., старший дослідник

Відповідальні за випуск:

Г.М. Гомонай, д. ф.-м. н., член-кореспондент НАН України

Т.Ю. Попик к. ф.-м. н., науковий співробітник

Матеріали подано в авторський редакції

Оригінал-макет: *А.М. Завілопуло*

Обкладинка: *В.І. Роман*

Інститут електронної фізики НАН України
88017 м. Ужгород, вул. Університетська, 21
тел./факс: (0312) 64-36-50

Здано до складання 06.06.2024 р. Підписано до друку 21.06.2024 р.

Формат 60x84/16. Гарнітура Times New Roman.

Друк офс. Ум. Друк. 12,55 Обл.-вид. Арк. 11,52. з оригінал-макетів
замовника Наклад 200 примірників

Замовлення № 15

Видавництво «ФОП Сабов А.М.»

м. Ужгород, вул. Університетська, 21/220

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 4855 від 25.02.2015 р.

Друк: ФОП Сабов А.М., тел. 050-43-22-437

