

## Ефекти самоузгодження в напівкласичній теорії спарювання

*В.І. Абросімов, Д.М. Брінк, А. Деллафіоре, Ф. Матера*

## Эффекты самосогласования в полуклассической теории спаривания

*В.И. Абросимов, Д.М. Бринк<sup>1</sup>, А. Деллафиоре<sup>2</sup>, Ф. Матера<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Оксфордский университет, Оксфорд, Великобритания,

<sup>2</sup> Национальный институт ядерной физики, Флоренция, Италия

Рассмотрено решение зависящих от времени уравнений Хартри-Фока-Боголюбова в полуклассическом приближении, в котором учитываются самосогласованные колебания парного поля. Условие самосогласования связывает парное поле с функцией распределения пар частиц в фазовом пространстве. Показано, что рассмотренное приближение сохраняет среднее число частиц и энергетически взвешенное правило сумм (оно имеет такое же значение, как и для нормальных систем). Найдено дисперсионное уравнение для парных вибраций.

Изучены эффекты спаривания в изоскалярном квадрупольном отклике нормальной плотности для сферических ядер. Заметные эффекты найдены при низких энергиях возбуждения, в области поверхностных мод, которые не были включены в рассмотренную модель.

## Конкуренція реакцій передач і фрагментації в області енергії Фермі. Отримання і властивості екзотичних ядер легких елементів

*А.Г. Артюх<sup>1</sup>, Ю.М. Середа<sup>1,2</sup>, С.О. Клігін, А.М. Воронцов<sup>1,2</sup>,  
Г. Камінски<sup>1,3</sup>, Г.О. Кононенко<sup>1</sup>, Б. Ердемчимег<sup>1,4</sup>, І.М. Вишневський<sup>2</sup>,  
В.В. Осташко<sup>2</sup>, Ю.М. Павленко<sup>2</sup>, П.Г. Литовченко<sup>2</sup>, О.І. Рундель<sup>2</sup>,  
А.В. Степанюк<sup>2</sup>, А.М. Пономаренко<sup>2</sup>, В.Є. Ковтун<sup>5</sup>*

<sup>1</sup>*Об'єднаний інститут ядерних досліджень, Лабораторія ядерних реакцій  
ім. Г.М. Фльорова, Дубна, Росія*

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

<sup>3</sup>*Інститут ядерної фізики ім. Х. Неводничанського ПАН, Краків, Польща*

<sup>4</sup>*Монгольський державний університет, ЦЯД, Улан-Баатор, Монголія*

<sup>5</sup>*Харківський Національний Університет ім. В.Н. Каразіна, Харків, Україна*

## Конкуренция реакций передач и фрагментации в области энергии Ферми. Получение и свойства экзотических ядер легких элементов

*А.Г. Артюх<sup>1</sup>, Ю.М. Середа<sup>1,2</sup>, С.А. Клыгин, А.Н. Воронцов<sup>1,2</sup>,  
Г. Камински<sup>1,3</sup>, Г.А. Кононенко<sup>1</sup>, Б. Эрдемчимег<sup>1,4</sup>, И.Н. Вишневский<sup>2</sup>,  
В.В. Осташко<sup>2</sup>, Ю.Н. Павленко<sup>2</sup>, П.Г. Литовченко<sup>2</sup>, А.И. Рундель<sup>2</sup>,  
А.В. Степанюк<sup>2</sup>, А.Н. Пономаренко<sup>2</sup>, В.Е. Ковтун<sup>5</sup>*

<sup>1</sup>*Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных реакций  
им. Г. Н. Флорова, Дубна, Россия*

<sup>2</sup>*Институт ядерных исследований НАН, Киев, Украина*

<sup>3</sup>*Институт ядерной физики им. Х. Неводничанского ПАН, Краків, Польша*

<sup>4</sup>*Монгольский государственный университет, ЦЯИ, Улан-Баатор, Монголия*

<sup>5</sup>*Харьковский Национальный Университет им. В. Н. Каразина, Харьков, Украина*

Ядерные реакции с тяжелыми ионами при промежуточных энергиях, особенно в переходной области в окрестности энергии Ферми, представляют значительный интерес для изучения как ядерной динамики, так и получения вторичных пучков ядер с аномальным отношением N/Z. В области энергии Ферми относительные скорости сталкивающихся ядер и скорости нуклонов в ядрах становятся сравнимыми, что создает оптимальные условия для обмена нуклонами между партнерами с перспективой образования экзотических ядер вблизи границы нуклонной стабильности. В исследованиях конкуренции вкладов реакций передач и фрагментации планируется изучить выходы изотопов легких элементов при двух энергиях <sup>40</sup>Ar 25 МэВ/А (ниже энергии Ферми) и 45 МэВ/А (выше энергии Ферми).

Мишени с разным избытком нейтронов (легкая <sup>9</sup>Be и тяжелая <sup>181</sup>Ta) используются для исследования изоспиной зависимости сечения образования нейтронно-избыточных ядер кислорода <sup>20-24</sup>O и фтора <sup>23-29</sup>F. Радиоактивные пучки изотопов бора, кислорода и фтора планируется использовать в качестве бомбардирующих частиц в спектроскопических исследованиях структуры их связанных и несвязанных состояний. Получаемые интенсивности экзотических ядер He, Li и Be (порядка 10<sup>4</sup>-10<sup>5</sup> 1/сек.) открывают уникальные возможности для изучения кластерной структуры этих ядер. В экспериментах планируется использовать созданную совместными усилиями ИЯИ (Киев) и ОИЯИ (Дубна) комбинацию фрагмент-сепаратора КОМБАС со светосильной детектирующей системой на базе стриповых кремниевых дельта-Е детекторов и CsI(Tl) детекторов полного поглощения энергии.

# Інклюзивне фотонародження та визначення константи сильного зв'язку. Фотонародження двох і більше адронних струменів на HERA

*В.Є. Аушев<sup>1</sup>, І.М. Каденко<sup>2</sup>, Д.І. Лонтковський<sup>2</sup>, І.В. Макаренко<sup>2</sup>*

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

<sup>2</sup> Кафедра ядерної фізики фізичного факультету Київського Національного Університету ім. Тараса Шевченка, Київ, Україна

Поперечні перерізи інклюзивного фотонародження а також перерізи фотонародження двох і більше адронних струменів були визначені у реакціях  $e p \rightarrow e + \text{адр.струм.} + X$  та  $e p \rightarrow e + \text{адр.струм.} + \text{адр.струм.} + X$ , відповідно, при віртуальності обмінного фотона  $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$  за допомогою детекторної системи ZEUS на колайдері HERA, використовуючи статистичну вибірку з інтегральною світимістю  $189 \text{ pb}^{-1}$ . Наведено поперечні перерізи інклюзивного фотонародження адронних струменів як функції поперечної енергії та псевдошвидкості адронних струменів. А також поперечні перерізи народження двох і більше адронних струменів як функції середньої поперечної енергії, середньої псевдошвидкості та інваріантної маси системи двох струменів при енергії зіткнення у системі центру мас  $\gamma p$  у діапазоні  $142 < W_{\gamma p} < 239 \text{ GeV}$ . Отримані перерізи мають чутливість для подальшого обмеження величини параметрів глюонної складової функцій густини розподілу партонів у протоні. З отриманих перерізів було визначено значення константи сильного зв'язку у широкому діапазоні поперечної енергії адронних струменів  $21 < E_T^{\text{jet}} < 71 \text{ GeV}$ . Отримане значення константи сильного зв'язку рівне  $\alpha_s(M_Z) = 0.1208 (+24)(-23)[\text{експ.}] (+44)(-33)[\text{теор.}]$ .

# Новий повністю квантовий метод визначення перерізів захоплення альфа-частинок ядрами

*С. В. Бельчиков, С. П. Майданюк*

Інститут ядерних досліджень, НАН України, м. Київ, Україна

# Новый полностью квантовый метод определения сечений захвата альфа-частиц ядрами

*С. В. Бельчиков, С. П. Майданюк*

Інститут ядерних досліджень, НАН України, м. Київ, Україна

Представлен новый полностью квантовый метод определения сечений захвата легких кластеров ядрами. В качестве примера, исследован процесс захвата альфа-частицы ядрами  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ . Найдены амплитуды волновой функции (описывающей движение влетающего фрагмента из внешней области с его туннелированием через барьер), проницаемость  $T$  и отражение  $R$  относительно барьера, состоящего из  $n$  прямоугольных ступенек при произвольном  $n$ . Определены вероятность и сечение захвата. Эти решения являются точными, полученными в полностью квантовом подходе, которые в пределе можно рассмотреть как точные для реалистического потенциала с барьером и внутренней ямой произвольной формы. Метод стабилен и дает точность:  $|T+R-1| < 1\text{E-}15$ . В отличие от квазиклассических подходов, предлагаемый метод указывает на существующую сильную зависимость сечения от области локализации захвата альфа-частицы во внутренней яме.

## Пружне dd-розсіяння при енергіях $12 \leq E_d \leq 52$ MeV

*О.О.Белюскіна, В.І.Гранцев, В.В.Давидовський, К.К.Кісурін,  
С.С.Омельчук, Г.П.Палкін, Ю.С.Рознюк, Б.А.Руденко, В.С.Семенов,  
Л.І.Слюсаренко, Б.Г.Стружко, В.К.Тартаковський*

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Експериментально досліджено пружне розсіяння дейтронів ядрами дейтерію на циклотроні П-240 ІЯД НАН України при енергії  $E_d = 36,9$  MeV. Характерною особливістю кутових розподілів є наявність неглибокого мінімуму під кутом  $\theta_{ц.м} \sim 60^\circ$  та широкого вторинного максимуму з центром  $\theta_{ц.м} \approx 90^\circ$ . Проведено порівняння наших даних з кутовими розподілами dd-розсіяння при енергіях  $12 \leq E_d \leq 52$  MeV. В діапазоні енергій, що розглядаються, спостерігається суттєва зміна форми кутових розподілів при збільшенні енергії падаючих дейтронів від 12 MeV до 52 MeV. Якщо при енергії  $E_d = 12,1$  MeV диференційні перерізи плавно зменшуються зі зростанням кута розсіяння до  $\theta_{ц.м} \approx 90^\circ$ , а потім також плавно зростають з ростом кута розсіяння, то при збільшенні енергії до  $E_d \approx 25$  MeV, у кутових розподілах починає з'являтися структура - мінімум під кутом  $\theta_{ц.м} \sim 60^\circ$  та широкий максимум, центрований під кутом  $\theta_{ц.м} \approx 90^\circ$ . Подібна структура більш яскраво проявляється і при подальшому зростанні енергії падаючих дейтронів.

Для опису пружних дейтрон-дейтронних зіткнень було застосовано дифракційну ядерну модель, що враховує взаємодію кожного нуклона падаючого дейтрона з кожним з двох нуклонів дейтрона мішені. Така модель при застосуванні гаусівських хвильових функцій може приводити до адекватного опису експериментів для порівняно невеликих кутів розсіяння дейтронів у с.ц.м.  $\theta \leq (kR)^{-1/3} \leq 60^\circ$ . Для кутів  $0^\circ \leq \theta < 60^\circ$  та  $120^\circ < \theta \leq 180^\circ$  умови застосування дифракційного наближення для інтервалу енергій падаючих дейтронів  $12,305 \leq E_d \leq 51,5$  MeV досить гарно виконуються, тому що величина кута  $\theta \approx (kR)^{-1/3} \sim E_d^{-1/6}$  для цього інтервалу енергій  $E_d$  мало змінюється. Отримано задовільне узгодження з експериментом для всіх значень енергій падаючих дейтронів  $E_d$ , що розглядаються. При енергії дейтронів  $E_d = 12$  MeV узгодження спостерігається також в області кутів  $110^\circ \leq \theta_{ц.м.} \leq 145^\circ$ . Для опису перерізів в області кутів  $60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$  ми використовували квазікласичне наближення, що зводиться до розгляду зіткнення двох однакових непроникливих кульок, які емітують дейтрони. Якісне узгодження теорії з експериментом отримано як для області кутів  $0^\circ \leq \theta < 60^\circ$ , так і для  $60^\circ < \theta \leq 180^\circ$ . При теоретичній інтерпретації даних ми враховували тотожність частинок, що взаємодіють.

## Ізотопно збагачені сцинтилятори для пошуку $2\beta$ -розпаду

*Р.С.Бойко, Ф.А. Даневич, В.В. Кобичев, Б.Н. Кропив'янський, В.М. Кудов-бенко, С.С. Нагорний, А.С. Ніколайко, Д.В. Пода, Р.Б. Подвіянюк, О.Г. Поліщук, В.І. Третьяк, Д.М. Черняк*

Для експерименту по пошуку процесів подвійного бета розпаду ( $2\beta$ ) ізоотопу  $^{106}\text{Cd}$  за допомогою сцинтиляційних детекторів був створений ізотопно збагачений кристал  $^{106}\text{CdWO}_4$  (рис. 1, маса 231 г; збагачення  $^{106}\text{Cd}$  становить 66% [1]). Це потребувало розробки методів очистки вихідних матеріалів, включаючи ізотопно збагачених, від сторонніх хімічних елементів та радіоактивних домішок на надвисокому рівні, вдосконалення процесу вирощування сцинтиляційних кристалів. Були досліджені оптичні, спектрометричні та фонові характеристики виготовленого детектора, які показали його перспективність для подальшого вивчення процесів  $2\beta$  розпаду  $^{106}\text{Cd}$ . Методичні розробки, здійснені протягом виконання роботи, знаходять застосування при створенні інших детекторів та матеріалів.

Тривають роботи над створенням низькофонового сцинтиляційного спектрометра на основі ізотопно збагаченого кристалу  $^{116}\text{CdWO}_4$  (очікувана маса  $\sim 1500$  г, збагачення  $^{116}\text{Cd}$   $\sim 86\%$ ) та  $\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  (маса  $\sim 400$  г, збагачення  $^{100}\text{Mo}$   $\sim 95\%$ ) [2, 3, 4].

Експеримент з дослідження безнейтринної ( $0\nu$ ) та двонейтринної ( $2\nu$ ) моди  $2\beta$  процесів з кристалом  $^{106}\text{CdWO}_4$  триває у Національній лабораторії Гран Сассо (Італія) [5], де планується і здійснення досліду з детектором  $^{116}\text{CdWO}_4$ .

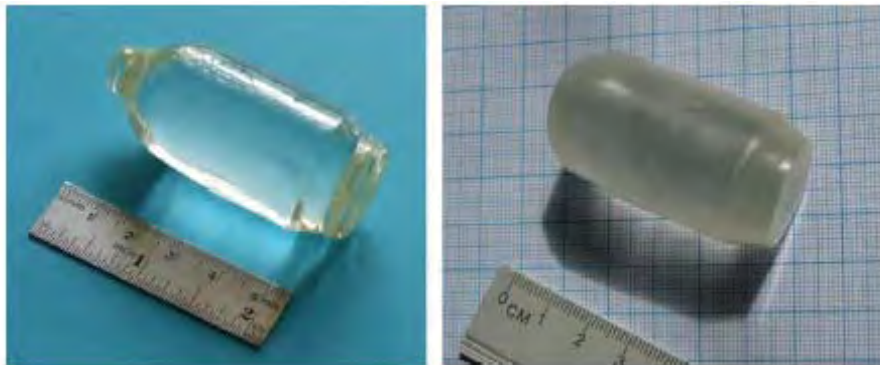


Рис. 1. Фото булі кристалу  $^{106}\text{CdWO}_4$  (маса 231 г) та сцинтиляційного елемента, виготовленого з неї (216 г).

1 P. Belli et al., NIM A 615 (2010) 301.

2 A.N. Annenkov et al., NIM A 584 (2008) 334.

3 J. Lee et al., The Development of a Cryogenic Detector with  $\text{CaMoO}_4$  Crystals for Neutrinoless Double Beta Decay Search, 13 pp., *направлена до Astroparticle Physics*.

4 H. J. Kim et al., IEEE Trans. NS 57 (2010) 1475.

5 P. Belli et al., AIP Conf. Proc. 1304 (2010) 354.

# Диференційні перерізи виходу гама-квантів при взаємодії швидких нейтронів з ядрами заліза, кадмію та вісмуту

*Б.М. Бондар, В.М. Бондар<sup>1</sup>, О.М. Горбаченко<sup>1</sup>,*

*І.М. Каденко<sup>1</sup>, Б.Ю. Лещенко<sup>1</sup>, Ю.М. Оніщук<sup>1</sup>, В.А. Плюйко<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> *Кафедра ядерної фізики Київського Національного університету імені Тараса Шевченка*

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

## Differential cross sections for gamma-ray production

by fast neutrons on iron, cadmium and bismuth

*V.M. Bondar, V.M. Bondar<sup>1</sup>, O.M. Gorbachenko<sup>1</sup>, I.M. Kadenko<sup>1</sup>,*

*B.Yu. Leshchenko<sup>1</sup>, Yu.M. Onishchuk<sup>1</sup>, V.A. Plujko<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> *Nuclear Physics Department, Taras Shevchenko National University of Kiev*

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

[vira\\_bondar@ukr.net](mailto:vira_bondar@ukr.net)

The measurements of prompt  $\gamma$ -rays induced by the interaction of 14.1 MeV neutrons with cadmium, iron and bismuth were performed [1, 2]. Time-of-flight method based on pulse neutron generator was applied for separation of prompt  $\gamma$ -rays from source neutrons, background and rescattered  $\gamma$ -rays. The flight path between the neutron source and 15x10 cm NaI(Tl) detector was equal to 172 cm which provides reliable separation of prompt  $\gamma$ -rays from neutron and  $\gamma$ -ray background. Measurements have been performed in circular geometry.

Differential cross sections were unfolded from amplitude  $\gamma$ -spectra by using different regularization procedures [1, 2]. The best result was obtained by regularization algorithm on the compact set of limited variations. The detector response function was based on analytical approximation of the bremsstrahlung experiment with correction both on Monte Carlo simulations and detection of 4.43 MeV  $\gamma$ -rays from neutron inelastic scattering on carbon. Cross section errors are estimated by using the combination of multiple randomization of initial  $\gamma$ -spectra with subsequent regularization procedure.

Experimental results were compared with theoretical calculations performed by the use of Empire code [3]. Sensitivity of calculated cross sections to characteristics of excited nuclei were analysed. The best agreement with experiment was obtained in the case of simultaneous changes of the models both the radiative strength function (RSF) and the level density.

[1] V.M. Bondar, I.M. Kadenko, B.E. Leshchenko, Yu.M. Onishchuk, V.A. Plujko, O.M. Gorbachenko, *Izvestiya Rossiiskoi Akademii Nauk. Seriya Fizicheskaya*, 73(11), 1607(2009)(in Russian).

[2] V.M. Bondar, I.M. Kadenko, B.E. Leshchenko, Yu.M. Onishchuk, V.A. Plujko, *Reactor Dosimetry State Of The Art 2008: Proceedings Of The 13th International Symposium* (25-30 May, 2008), 516(2009).

[3] M.Herman, R.Capote, B.V. Carlson, P.Oblozinsky, M.Sin, A.Trkov, H. Winkle, V.Zerkin, *Nucl.Data Sheets*, **108**, 2655 (2007), <http://www.nnds.bnl.gov/empire219/index.htm>.

# Спектри та еліптичні потоки в рамках гідро-кінетичної моделі до ядро-ядерних зіткнень.

*М.С. Борисова, Ю. Карпенко<sup>1</sup>, Ю.М. Синюков<sup>1</sup>*

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

Одна з експериментально вимірюваних величин, що є чутливою до властивостей матерії (таких як ступінь термалізації, рівняння стану), яка утворилась в результаті ультра-релятивістських ядро-ядерних зіткнень - це азимутальні розподіли частинок у площині, перпендикулярній вісі зіткнення. У нецентральному зіткненні область геометричного перекриття має мигдальну форму. Ця просторова асиметрія внаслідок великої кількості зіткнень перетворюється у анізотропію імпульсних розподілів. Друга гармоніка  $v_2$  у кінцевих адронних азимутальних імпульсних розподілах має назву еліптичного потоку і є чутливою до ранньої і гарячої початкової фази еволюції сильно взаємодіючої речовини. Одним з ключових експериментальних відкриттів на RHIC було спостереження великих еліптичних потоків у зіткненнях ядер золота [1 - 4].

Розрахунки спектрів та еліптичних потоків було проведено в рамках гідро-кінетичної моделі (ГКМ) [5, 6] з початковими умовами за Бьоркеном при  $\tau_0 = 0.5$  фм/с: початковий повздовжній потік  $v_L = z/t$  без поперечного колективного розширення, буст-інваріантність у повздовжньому напрямку та початкові профілі густини енергії у поперечній площині за розподілом Глаубера. Представлено розрахунки спектрів для центральних зіткнень та еліптичних потоків для нецентральному зіткнення з прицільним параметром  $b = 10$  фм, і які порівнювались з відповідними величинами виміряними експериментально колаборацією STAR.

Розрахунки в рамках двовимірної ідеальної гідродинаміки показали добре узгодження спектрів піонів з виміряними колаборацією STAR, в той час як еліптичні потоки описуються погано. Одночасний опис абсолютних величин піонних спектрів, а також їх нахилів та анізотропії еліптичних потоків у нецентральному зіткненні потребує врахування початкових поперечних потоків, а також їх анізотропії, які вже повинні розвинулись на пре-термальній або партонній стадії.

1. Arsene et al. [BRAHMS Collaboration], Nucl. Phys. A757 (2005) 1
2. B. B. Back et al. [PHOBOS Collaboration], Nucl. Phys. A 757 (2005) 28
3. J. Adams et al. [STAR Collaboration], J. Adams et al, Phys. Rev. C72 (2005) 014904
4. K. Adcox et al. [PHENIX Collaboration], Nucl. Phys. A757 (2005) 184
5. S.V. Akkelin, et al., Phys. Rev. C78 (2008), 034906.
6. Yu.M. Sinyukov et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 052301.



# Ізомерні відношення перерізів для $^{120m,g}\text{Sb}$ в (d,n) і (p,n)-реакціях

*І.М. Вишневський, В.О. Желтоножський, А.М. Саврасов*

Інститут ядерних досліджень НАН України

# Изомерные отношения сечений для $^{120m,g}\text{Sb}$ в (d,n) и (p,n)-реакциях

*И.Н. Вишневский, В.А. Желтоножский, А.Н. Саврасов*

Институт ядерных исследований НАН Украины

Проведено измерение изомерных отношений сечений при возбуждении  $^{120m}\text{Sb}$  ( $T_{1/2} = 5.6$  дн.,  $J^\pi = 8^-$ ) и  $^{120g}\text{Sb}$  ( $T_{1/2} = 16$  мин.,  $J^\pi = 1^+$ ) протонами и дейтронами с энергией 4 МэВ. Облучение проводилось на ЭГП-10К ИЯИ НАН Украины. Для облучения использовались мишени из естественного олова. Измерения проводились на Ge - спектрометре с эффективностью регистрации 40 % по сравнению с NaI(Tl) - детектором размерами  $3' \times 3''$ . В спектре надежно выделены  $\gamma$ -переходы из распада  $^{120m,g}\text{Sb}$ .

Получены изомерные отношения сечений  $\sigma_m/\sigma_g = (5,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$  для (p,n)- реакции и  $\sigma_m/\sigma_g = (6,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$  в (d,n)- реакции. Проведены теоретические расчеты величин изомерных отношений сечений для (d,n) и (p,n)- реакций и показано, что даже при энергии возбуждения остаточного ядра 300-400 кэВ в (p,n)- реакции доминирует статистический механизм. Для дейтронов доминирующим каналом в (d,n)- реакции является прямой канал.

Проводиться обсуждение полученных данных.

## Збудження позитронами $^{180m}\text{Ta}$

*І.М. Вишневський, В.О. Желтоножський, А.М. Саврасов*

Інститут ядерних досліджень НАН України

## Возбуждение позитронами $^{180m}\text{Ta}$

*И.Н. Вишневский, В.А. Желтоножский, А.Н. Саврасов*

Институт ядерных исследований НАН Украины

При аннигиляции позитронов со связанными атомными электронами присутствует определенная вероятность передачи всей энергии аннигиляции ядру. То есть происходит процесс бесфотонной аннигиляции.

Нами исследовано возбуждения  $^{180m}\text{Ta}$  при облучении мишени из естественного тантала позитронами из распада  $^{45}\text{Ti}$  с граничной энергией 1,0 МэВ. Образец  $^{45}\text{Ti}$  с  $T_{1/2} = 3,1$  ч. был получен в реакции (p,n) на  $^{45}\text{Sc}$  (моноизотоп) на ускорителе У-120 ИЯИ НАНУ.

В отдельной лаборатории собиралась сборка. Для отделения возбуждения  $^{180m}\text{Ta}$  вызванного бесфотонной аннигиляцией от его возможного возбуждения в реакции ( $\gamma, \gamma'$ ) использовались две мишени тантала. Через 6 часов облучения сборка разбиралась, основная и фоновая мишени тантала измерялись на антикомптоновском спектрометре.

Измеряемая активность  $^{180g}\text{Ta}$  определялась по  $\gamma$ -линии с энергией 93,3 кэВ. В измерениях использовались мишени Та толщиной 0,25 мм.

В гамма-спектрах в этой области всегда присутствуют фоновые переходы с энергией 92,28 и 92,35 кэВ. Однако разрешение нашего спектрометра позволило надежно разделить эти переходы от линии  $\gamma 93$  кэВ по энергии.

Из полученных экспериментальных значений эффективное сечение бесфотонной аннигиляции составило  $\sigma^{\text{эфф}} = (1,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  при  $E_{\text{гр}} = 1,0$  МэВ.

Проводиться обсуждение полученных данных.

# Ізомерні відношення в продуктах фотоділення $^{237}\text{Np}$

*І.М. Вишневський, В.О. Желтоножський, А.М. Саврасов*

Інститут ядерних досліджень НАН України

# Изомерные отношения в продуктах фотоделения $^{237}\text{Np}$

*И.Н. Вишневский, В.А. Желтоножский, А.Н. Саврасов*

Институт ядерных исследований НАН Украины

Исследовано фотоделение  $^{237}\text{Np}$  тормозными  $\gamma$ -квантами с граничной энергией 10 и 17 МэВ. При граничной энергии 17 МэВ фотоделение осуществляется по двум каналам ( $\gamma f$ ) и ( $\gamma pf$ ), при 10 МэВ по каналу ( $\gamma f$ ). Измерения изомерных отношений при  $E_{\text{гр}} = 10$  МэВ выполнены впервые.

В продуктах фотоделения определены изомерные отношения для ряда нуклидов, представленные в таблице.

Изомерная пара	$Y_m/Y_g$ ( $E_{\text{гр}} = 17$ МэВ)	$Y_m/Y_g$ ( $E_{\text{гр}} = 10$ МэВ)
$^{90\text{m,g}}\text{Rb}$	$1.1 \pm 0.2$	$0.40 \pm 0.07$
$^{133\text{m,g}}\text{Te}$	$1.6 \pm 0.2$	$1.8 \pm 0.2$
$^{134\text{m,g}}\text{I}$	$2.6 \pm 0.2$	$2.7 \pm 0.2$
$^{135\text{m,g}}\text{Xe}$	$0.61 \pm 0.06$	$0.18 \pm 0.02$

Из полученных данных определены средние угловые моменты фрагментов фотоделения. Проводится обсуждение полученных данных.

# Багатоканальний аналізатор для нейтронного спектрометра за часом прольоту

*А. П. Войтер, В. І. Слісенко, М. І. Доронін, І. О. Мазний, О. А. Василькевич,  
В. В. Голік, О. М. Ковальов, В. І. Копачов, В. Г. Савчук*

*Інститут ядерних досліджень НАН України*

Розроблено новий багатоканальний аналізатор нейтронного спектрометра за часом прольоту для вимірювання енергетичних і кутових розподілів нейтронів на реакторі ВВР-М.

Аналізатор має 16 вимірювальних каналів з двома додатковими моніторними каналами, які інтегровані системною шиною ISA. Канали об'єднані через аналогові комутатори з номером детектора (АКНД) у два кластери з одного моніторного та восьми вимірювальних каналів.

В кожному кластері сигнали від каналів через відповідні програмовані підсилювачі ПП надходять до АКНД, який має дві групи вихідних сигналів. Перша група у складі скомутованого вхідного сигналу та трирозрядного коду номера детектора надходить на вхід амплітудно-цифрового перетворювача (АЦП) для амплітудної фільтрації, друга група з восьми сформованих та селектованих за амплітудою імпульсів з детекторів – на вхід вимірювача часових інтервалів (ВЧІ). На два інших входи ВЧІ подаються сигнал початку відліку інтервалу часу від формувача імпульсу часової прив'язки (ФІЧП) та сигнал з дискримінатора нижнього рівня АЦП моніторного каналу.

ПП, АКНД, АЦП та ВЧІ є пристроями з програмним управлінням від системного комп'ютера. У ПП програмно встановлюється коефіцієнт підсилення, що необхідно при амплітудній фільтрації сигналів з каналів та поточній їхній корекції. В АКНД програмно встановлюються значення нижніх порогів дискримінації. АЦП та ВЧІ крім можливості програмної установки їхніх робочих параметрів є активними пристроями, що формують сигнали переривання при наявності даних вимірюваної амплітуди імпульсу (в АЦП) або відповідного заповнення буферної пам'яті значеннями інтервалів часу (у ВЧІ).

Управління роботою аналізатора здійснюється системними комп'ютерами, причому з конструктивних міркувань кожен з кластерів обслуговується окремим комп'ютером, які через локальну мережу об'єднані з сервером.

Програмне забезпечення аналізатора складається з трьох програм, які синхронно функціонують в кожному з кластерів: програми налагодження апаратно-залежної частини методики вимірювань, програми набору часових розподілів та програми обробки даних.

Аналізатор призначений для заміни фізично та функціонально застарілого діючого аналізатора з метою розширення кількості вимірювальних каналів, підвищення точності вимірювань, скорочення часу налагодження каналів та забезпечення їхнього автоматичного моніторингу протягом експерименту.

# Дослідження нейтронних перерізів природного вуглецю в області енергій 90-160 кеВ.

*С.П.Волковецький, О.О.Грицай, В.А. Лібман*

Дана робота присвячена огляду результатів вимірів, проведених на експериментальному горизонтальному каналі ГЕК-9 реактора ВВР-М, а саме вимірів для визначення перерізів взаємодії нейтронів з ядрами природного вуглецю в області енергії 90 -160 кеВ. Для визначення перерізів використовувались фільтровані пучки нейтронів, отримані після проходження реакторних нейтронів фільтруючих збірок зі складом, представленим в таблиці 1.

Таблиця 1.

Назва фільтру	Компонента фільтра (г/см <sup>2</sup> )				
	B-10	Si <sub>nat</sub>	Ti <sub>nat</sub>	V <sub>nat</sub>	<sup>58</sup> Ni
Базовий – 149кеВ	0.2	224	15.3	-	-
Модифікований V	0.2	194	12.5	24.1	-
Модифікований Ni-58	0.2	194	12.5	-	19.86

Завдяки використанню модифікуючих компонент нейтронна лінія базового фільтру була розділена на декілька більш вузьких нейтронних ліній (межі отриманих нейтронних ліній наведено в таблиці 2) і було отримано набір усереднених нейтронних перерізів з шести значень (одне значення для базового фільтру, три значення - для фільтру, модифікованого ванадієм, два значення – для фільтру, модифікованого нікелем.

Таблиця 2.

Базовий фільтр	
E, кеВ	E <sub>min</sub> – E <sub>max</sub> , кеВ
144,39	91,94 – 172,50
Модифікований Ni-58	
133,06	92,95 – 144,78
150,72	141,89 – 163,61
Модифікований V	
105,37	86,24 – 129,40
132,20	122,16 – 142,06
147,62	137,31 – 160,91

# Порушена ізотопічна інваріантність і спектр легких мезонів

І.Гайсак

*Ужгородський національний університет, Ужгород*

Внаслідок ізотопічної інваріантності спектр легких мезонів, що складаються з  $u$ - та  $d$ - кварк-антикваркової пари має ширшу номенклатуру ніж мезони з відкритим ароматом. Але оскільки ізотопічна симетрія порушена, це відображається на експериментально спостережуваному спектрі мезонів.

В роботі показано, що в спектрі мезонів можна виділити три типи фізичних станів, а саме, чисті стани з однозначно визначеними орбітальними та спіновими моментами та два типи змішаних станів: із змішаними орбітальними моментами (аналог дейтрону) та змішаними синглетним і триплетним спіновими моментами. Причому, структура фізичних станів залежить від кваркового складу мезона. В нейтральних  $uu$ - та  $dd$ -системах стани, змішані по спіновим моментам (синглет-триплетне змішування) відсутні, а в  $ud$ -системах вони мають місце. Це призводить до того, що заряджені та нейтральні компоненти одного і того ж ізотопічного триплету мають хвильові функції різної спінової структури. [1]. Відмічена особливість структури фізичних станів приводить також до необхідності коригування діючої схеми іменування легких мезонів [2].

Псевдоскалярні  $J^P=0^-$  ( $\pi$ ,  $\eta$ ) та скалярні  $J^P=0^+$  ( $a_0$ ,  $f_0$ ) мезони слід виділити особливо, оскільки в любых кваркових комбінаціях вони мають чисті стани з однозначно визначеними орбітальними та спіновими моментами, відповідно  $L=0,1$  та  $S=0,1$ .

Друга група станів  $J^P=1^-, 2^+, 3^-, 4^+, \dots$  являється спіновим триплетом із змішаними орбітальними моментами  $L=J\pm 1$ , що обумовлено тензорною частиною кварк-кваркової взаємодії. Структура цих станів також не залежить від кваркового складу (заряду) мезона. Відповідно ці стани слідувало б іменувати  $\rho^-$ ,  $\rho_2^-$ ,  $\rho_3^-$ ,  $\rho_4^-$ -мезонами. Зауважимо, що на даний час радіальні збудження з квантовими числами  $J^P=2^+$  в літературі іменуються як  $a_2$ -мезони [2].

Структура третьої групи станів  $J^P=1^+, 2^-, 3^+, \dots$  залежить від кваркового складу мезона. Для нейтральних мезонів, аналогічно до скалярних та псевдоскалярних мезонів, це чисті стани з однозначно визначеними орбітальними  $L=J$  та спіновими моментами ( $S=0$  -  $b$ -мезони,  $S=1$  -  $a$ -мезони). Для заряджених мезонів, що складаються з неідентичних  $ud$  кварків, це стан з визначеним орбітальним моментом, але змішаний по спіну. Змішування по спіну обумовлюється антисиметричною спін-орбітальною компонентою кварк-кваркової взаємодії. Такі мезони можна називати  $a_1$ - або  $b_1$ - мезонами в залежності від співвідношення величини триплетних та синглетних спінових компонент.

Досліджено вплив різниці квадратів мас  $m_u^2 - m_d^2$  на величину розщеплення в масовому спектрі мезонів [3] та на співвідношення вкладу спінових компонент фізичного стану заряджених мезонів.

[1]. I.Haysak, P.Murin, V.Zhaba In: "Proc. of the 11<sup>th</sup> Small Triangle Meeting on Theoretical Physics, Kysak, Sep. 20-23, 2009", IEP, Kosice, 2010. p.76.

[2]. K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G **37**, 075021 (2010).

[3]. І.І.Гайсак, В.І.Жаба, П.Мурін Наук. вісник Ужг. унів.: Серія Фіз., №25 -2009. с. 141.

# ЗАРЯДОВІ РОЗПОДІЛИ ВАЖКИХ УЛАМКІВ ФОТОПОДІЛУ ЯДЕР $^{235}\text{U}$

*І.І. Гайсак, О.М. Парлаг, В.А. Пилипченко, А.П. Осипенко, О.М. Фрадкін*

*Ужгородський національний університет, кафедра теоретичної фізики*

*з курсом фізики ядра і елементарних частинок*

*88000, м. Ужгород, вул. Капітульна, 9а, Україна, e-mail: : [nphys@univ.uzhgorod.ua](mailto:nphys@univ.uzhgorod.ua)*

Виміряні на пучку мікротрона М-10 методом  $\gamma$ -спектрометрії кумулятивні виходи уламків фотоподілу ядер  $^{235}\text{U}$  з масовими числами  $A=133, 135$  та ін. поблизу ефективного порогу порівнюються з очікуваними зарядовими розподілами уламків поділу  $^{235}\text{U}$  тепловими нейтронами [1,2]. Результати узгоджуються з даними про резонансну структуру в енергетичній залежності виходів уламків у реакціях фотоподілу [3].

## ЛІТЕРАТУРА

1. *Yu.P.Gangrsky, G.V.Mishinsky et al. Independent yields of Kr and Xe isotopes for the photofission of heavy nuclei.// Preprint JINR, E15-2002-147, Dubna,2002.–20pp.*
2. *Кибкало Ю.В. Феноменологическое описание независимых выходов осколков при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. К., ИЯИ, 1987.*
3. *Бохінюк В.С., Осипенко А.П., Пилипченко В.А., Пилипченко Ю.В., Хіміч І.В. Структура енергетичних залежностей виходів уламків фотоподілу поблизу бар'єру поділу. // Науковий вісник Ужг. унів. Сер. фізика.- 1998.- №3.- С.30-34.*

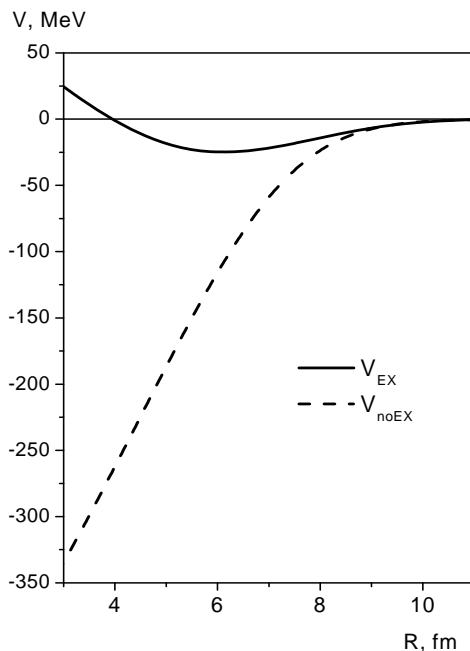
# Антисиметризація та потенціал ядерно-ядерної взаємодії

В.Ю.Денисов<sup>1</sup>, В.О.Нестеров<sup>1</sup>

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

Ядерно-ядерний потенціал обраховувався у наближенні функціоналу густини енергії [1], у моделі подвійної згортки [2] та двоцентровій оболонковій моделі [3]. Порівнювалися особливості потенціалів взаємодії, отриманих в рамках різних підходів. Досліджувався вплив принципу Паулі та антисиметризації на форму ядерно-ядерного потенціалу, вивчалася залежність потенціалу взаємодії від розподілу густини нуклонів у ядрах та використовуваних нуклон-нуклонних сил. Розглядалися системи  $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$  та  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ .

Ми використовували сили Скірма та залежні від густини сили МЗУ (DDMЗУ) та МЗУ–Raid. Розподіли нуклонної густини було отримано в рамках модифікованого методу Томаса-Фермі, методу Хартрі-Фока-Боголюбова та оболонкової моделі, а також експериментальні густини.



**Рис. 1.** Потенціал ядерно-ядерної взаємодії для системи  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ . Тут  $V_{\text{EX}}$  – потенціал з повним урахуванням антисиметризації;  $V_{\text{noEX}}$  – потенціал без урахування антисиметризації.

У наближенні густини енергії [1] потенціал ядерно-ядерної взаємодії являє собою різницю між енергією системи на скінченній  $E_{12}(R)$  та нескінченній  $E_1+E_2$  відстанях:

$$V(R) = E_{12}(R) - E_1 - E_2 \quad (1)$$

Відповідні енергії зв'язку можна знайти так:

$$E_{12}(R) = \int \varepsilon[\rho_{1p}(\vec{r}) + \rho_{2p}(\vec{r}, R), \rho_{1n}(\vec{r}) + \rho_{2n}(\vec{r}, R)] d\vec{r} \quad (2)$$

$$E_{1(2)} = \int \varepsilon[\rho_{1(2)p}(\vec{r}), \rho_{1(2)n}(\vec{r})] d\vec{r} \quad (3)$$

Тут  $\varepsilon$  – функціонал густини енергії,  $\rho_{1n}$  та  $\rho_{1p}$  – нейтронна й протонна густини першого ядра відповідно,  $\rho_{2n}$  і  $\rho_{2p}$  – нуклонні густини другого ядра,  $R$  – відстань між центрами мас ядер.

Для обрахування потенціалу ядерно-ядерної взаємодії в рамках методу подвійної згортки [2] необхідно задати потенціал нуклон-нуклонної взаємодії  $v$  та розподіли нуклонних густин основного стану  $\rho_{1(2)}$  у ядрах, що зіштовхуються:

$$V_{Dr}(R) = \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \rho_1(\vec{r}_1) F(\rho_1(\vec{r}_1) + \rho_2(\vec{r}_2)) \mathcal{V}(R + \vec{r}_2 - \vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2) \quad (4)$$

Тут  $r_1$  і  $r_2$  – радіус-вектори, що задають положення взаємодіючих нуклонів у системах координат, пов'язаних із центрами мас ядер, а  $R$  – відстань між центрами мас ядер.

В процесі роботи сформульовано наступні висновки: реалістичний потенціал ядерно-ядерної взаємодії повинен обчислюватися з урахуванням як антисиметризації нуклонів, так і їх внутрішньої кінетичної енергії; урахування внеску кінетичної енергії в рамках різних підходів призводить до появи кору відштовхування в ядерній частині потенціалу на малих відстанях.

1. M. Brack and R. K. Bhaduri, *Semiclassical Physics* (Addison-Wesley, 1997).
2. Dao T. Khoa, W. von Oertzen and H. G. Bohlen // *Phys. Rev. C* – Vol. **49**. – P. 1652 (1994)
3. D.L. Brink, F. Stancu // *Nucl. Phys.* –Vol. A **243**. – P. 175 (1975).



# Злиття та захват деформованих ядер

*В.Ю. Денисов, М.О. Пилипенко*

*Інститут ядерних досліджень НАН України*

Реакція злиття  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  дуже важлива для астрофізики, оскільки пов'язана з горінням вуглецю в зірках на останніх стадіях їх існування, нуклеосинтезом  $^{20}\text{Ne}$  та  $^{23}\text{Na}$ , вуглецевими спалахами при акреції на нейтроні зірки, пікноядерними реакціями в білих карликах і т.д. Завдяки цьому, дана реакція вже на протязі 40 років активно досліджується групами експериментаторів в дослідних інститутах в багатьох країнах світу.

Переріз реакції злиття  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  також активно розраховувався в рамках різних наближень, проте в усіх роботах з даної тематики ядро  $^{12}\text{C}$  вважалось сферичним, що не відповідає дійсності. В основному стані ядро  $^{12}\text{C}$  є сильно деформованим, значення квадрупольного та гексадекапольного параметрів деформації рівні  $\beta_2 = -0.40 \pm 0.02$  та  $\beta_4 = 0.16 \pm 0.03$ .

Нами була розглянута дана реакція в запропонованому раніше наближенні, що враховує квадрупольну та гексадекапольну деформації ядер і всі їх відносні орієнтації [1,2].

Використовуючи рівності отримані в [1,2] нами було розраховано переріз реакції захвату  $\sigma(E)$  для системи  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ . Для розрахунку S-фактору використовувалось співвідношення

$$S(E) = E \exp(2\pi\eta(E)) \sigma(E), \quad (1)$$

де  $\eta(E) = Z_1 Z_2 e^2 \sqrt{\mu} / (\hbar \sqrt{2E})$  - параметр Зомерфельда.

Для визначення впливу деформації на переріз реакції захоплення та S-фактор було проведено декілька розрахунків, що враховували різні деформації

Також розраховано перерізи реакції злиття для великої кількості ядерних систем, зокрема для  $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ ,  $^{154}\text{Sm} + ^{28}\text{Si}$ ,  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ ,  $^{58}\text{Fe} + ^{248}\text{Cm}$ ,  $^{150}\text{Nd} + ^{158}\text{Gd}$  та інших. При розрахунку потенціалу взаємодії та перерізу реакції злиття враховувалися лінійні та квадратичні члени по квадрупольній деформації та лінійні члени по гексадекапольній деформації, а також проводилось врахування всіх можливих орієнтацій вихідних ядер. На основі проведених розрахунків було показано важливість врахування гексадекапольної деформації та всіх можливих відносних орієнтацій вихідних ядер для важких та надважких систем, а також для систем що містять ядра з значною гексадекапольною деформацією, при розрахунку перерізу реакції підбар'єрного злиття/захвату ядер. Отримані в рамках даного підходу поперечні перерізи злиття добре узгоджуються з наявними експериментальними даними.

Відповідно до отриманих результатів, врахування деформації початкових ядер є важливим для точного розрахунку перерізу реакції злиття та пов'язаних з ним величин.

1. V. Yu. Denisov, N. A. Pilipenko// Phys. Rev. C – Vol. **76**. – P. 014602 (2007)
2. V. Yu. Denisov, N. A. Pilipenko//Phys. of Atomic Nuclei, - Vol. **73**, No 7, pp. 1152-1163(2010)

# Альфа – розпад надважких парно – парних ядер

*В.Ю. Денисов, О.О. Худенко*

*Інститут Ядерних досліджень НАН України*

Синтез надважких ядер – це актуальне питання сучасної ядерної фізики. Їх властивості важко дослідити внаслідок малого часу життя та низької ймовірності утворення. Експериментально надважкі елементи отримують в процесах холодного та гарячого синтезу, а їх утворення підтверджується реєстрацією альфа-розпадів його дочірніх ядер.

Періоди альфа-розпадів таких надважких елементів розраховуються в рамках моделі UMADAC [1] та простих емпіричних наближень [2] (параметри для повного набору ядер - ERTR та набору надважких ядер - ERHR). Проте, внаслідок відсутності інформації про тонку структуру цих ядер, розглядаються лише переходи між основними станами парно-парних ядер, для яких спіни та парності відповідних енергетичних рівнів дорівнюють  $0^+$ . Для розрахунків  $T_{1/2}$  використовуються експериментальні значення  $Q_\alpha$ , а результати розрахунків порівнюються із наявними експериментальними даними [3] (Таблиця 1).

**Таблиця 1. Порівняння експериментальних та розрахованих теоретично величин періодів альфа-розпаду надважких парно-парних ядер.**

A	Z	$Q_\alpha$ , MeV	$T_{1/2}$ , експ.	$T_{1/2}$ , UMADAC	$T_{1/2}$ , ERTR	$T_{1/2}$ , ERHR
256	104	8,9995	0.304 с	1,56 с	1,01 с	1,16 с
258	104	9,2995	92 мс $\pm$ 15,3	0,18 с	0,11 с	0,14 с
260	104	8,9505	1 с $\pm$ 0.035	2,21 с	1,19 с	1,40 с
264	108	10,8525	0.081 мс	0.42 мс	0,18 мс	0,27 мс
266	108	10,3925	2.3 мс	5,93 мс	2,32 мс	3,37 мс
270	108	9,0725	22 с	32,50 с	11,94 с	15,55 с
270	110	11,2880	0,1 мс+0,14-0,04	0.16 мс	0,06 мс	0,10 мс
284	112	9,2910	9.8 с	314,54 с	48,18 с	71,22 с
286	114	10,3870	0,26с + 0,04-0,02	1,02 с	0,14 с	0,25 с
288	114	10,1370	0,8 с +0,27-0,16	4,48 с	0,66 с	1,10 с
290	116	11,0590	7,1 мс +3,2-1,7	47,56 мс	10,49 мс	19,69 мс
292	116	10,8586	0.018с $\pm$ 0,016	0.24 с	0,03 с	0,06 с
294	118	11,8701	0,89 мс+1,07-0,31	3,43 мс	0,45 мс	0,94 мс

Елементи, що не були синтезовані, проте їх отримання можливе теоретично розглядаються в рамках зазначених моделей та в рамках інших теоретичних наближень [3]. Розглядаються різні теоретичні моделі для розрахунку  $Q_\alpha$ , що дозволяє, в рамках даних наближень визначити періоди напіврозпаду відповідних ядер.

1. V. Yu. Denisov, A. A. Khudenko, At. Data Nucl. Data Tables 95 (2009) 815–835.
2. V. Yu. Denisov, A. A. Khudenko.  $\alpha$  – decay half-lives: Empirical relations // Phys. Rev. C. – 2009. – Vol. 79. – P. 054614, 5p.; V. Yu. Denisov, A. A. Khudenko. Erratum:  $\alpha$  – decay half-lives: Empirical relations // Phys. Rev. C. – 2010. – Vol. 82. – P. 059901(E), 2p.
3. V. Yu. Denisov and A. A. Khudenko.  $\alpha$  – decay of even-even superheavy elements // Phys. Rev. C. – 2010. – Vol. 81. – P. 034613, 12p.; V. Yu. Denisov and A. A. Khudenko. Erratum:  $\alpha$  – decay of even-even superheavy elements // Phys. Rev. C. – 2010. – Vol. 82. – P. 059903(E), 1p.

# Визначення перерізів ядерних реакцій (n,x) на ізотопах ербію та диспрозію

*Н.Р. Дзисюк, А.О. Каденко, І.М. Каденко, Г.І. Применко*

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка*

Представлено результати визначення перерізів ядерних реакцій  $^{162,163}\text{Dy}(n,x)^{162}\text{Tb}$ ,  $^{163,164}\text{Dy}(n,x)^{163}\text{Tb}$ ,  $^{156}\text{Dy}(n,d+np)^{155}\text{Tb}$ ,  $^{156}\text{Dy}(n,2n)^{155}\text{Dy}$ ,  $^{158}\text{Dy}(n,2n)^{157}\text{Dy}$ ,  $^{170}\text{Er}(n,p)^{170}\text{Ho}$  при енергії налітаючих нейтронів  $(14.6 \pm 0.2)$  MeV. Предмет дослідження обрано з міркувань відсутності в базі експериментальних ядерних даних інформації про наведені перерізи у відповідному енергетичному діапазоні, наявності великих розходжень між результатами інших експериментальних груп, а також з урахуванням потреб у визначенні вказаних перерізів. Виміряне значення перерізу реакції  $^{162}\text{Er}(n,p)^{162}\text{Ho}$  є новою експериментальною інформацією, що може бути використаною при оновленні експериментальних баз ядерних даних, в тому числі EXFOR. Визначення перерізів виконано з використанням нейтронно-активаційного методу. Зразки диспрозію та ербію природного ізотопного складу опромінювалися (d-t)-нейтронами на нейтронному генераторі НГ-300. Апаратурні спектри гамма-випромінювання продуктів активації вимірювались на спектрометрі з HPGe детектором. При обробці експериментальних даних враховано нестационарність нейтронного потоку, реальну геометрію експерименту, ефекти каскадного додавання та поглинання гамма-квантів у зразку при вимірюваннях апаратурних гамма-спектрів. Середню за зразком енергію нейтронів визначалась експериментально Zn/Nb методом. Основні джерела похибок було проаналізовано та враховано шляхом введення поправочних коефіцієнтів.

Теоретичний розрахунок функцій збудження наведених ядерних реакцій у відповідному енергетичному діапазоні виконано з використанням розрахункового коду TALYS-1.2.

Результати вимірювань та розрахунків проаналізовано та обговорено.

# Збудження ядер при фотоіндукованих електронних переходах

*О.Я.Дзюблик*

*Інститут ядерних досліджень НАНУ*

Збудження ядер при електронних переходах (NEET), вперше передбачене Моріта, експериментально спостерігалось вже на трьох ізотопах. Найбільш точними були вимірювання Кішімото та ін. [1], які опромінювали рентгенівськими променями золоті плівки, збагачені ізотопом  $^{197}\text{Au}$ . Рентгенівські фотони вибивали електрони з К-орбіти, переводячи їх в неперервний спектр. Потім електрон при переході з  $M_1$  орбіти на К-орбіту передавав енергію ядру, збуджуючи його. Різниця енергій ядерного та електронного переходів в даному випадку складає всього  $\delta=40$  eV, що й дає можливість спостереження ефекту. Кішімото та ін. спостерігали зміщення краю NEET відносно краю К-поглинання рентгенівських променів на величину  $\delta$ . Крім того, ширина краю наростання NEET виявилася в 3 рази вужчою, ніж ширина краю К-фотопоглинання.

Як було зазначено ще Кішімото, всі існуючі теорії не могли пояснити ці спостереження, тому що в них розраховувалась лише ймовірність передачі енергії від електронів ядру при анігіляції електронної К-дирки. Нами ж розглянуто всі стадії процесу в цілому: 1 - іонізація атома про поглинаний рентгенівського фотона із створенням К-дирки, 2 - перехід електрона з М-рівня на К-рівень, який супроводжується збудженням ядра, 3 - релаксація електронної підсистеми з заповненням вже М-дирки (тут враховується, що швидкість електронних переходів на багато порядків більше, ніж швидкість ядерних переходів), 4 - і тільки після цього відбувається ядерний перехід з випромінюванням або гамма-кванта, або конверсійних електронів.

Такий детальний аналіз дозволив пояснити експериментальні знахідки Кішімото. Одержані формули для ймовірності NEET суттєво відрізняються від формул попередніх авторів, тому що вони розглядали лише фрагмент всього NEET-процесу. Вони співпадають лише в граничному випадку, коли енергія рентгенівських фотонів прямує до безмежності. Зазначимо також, що величина зсуву  $\delta$  краю NEET співпадає з експериментом по NEET, якщо брати значення енергії першого збудженого рівня ядра  $^{197}\text{Au}$ , одержаного Вишневським та ін., а не табличне значення.

Kishimoto *et al.*, PRC **74**, 031301(R) (2006).

## Гальмівне випромінювання від перезарядного прискорювача

*Г.Г. Заїкін, В.Б. Бондаренко, І.В. Посмітюх*

## Тормозное излучение от перезарядного ускорителя

*Г.Г. Заикин, В.Б. Бондаренко, И.В. Посмитюх*

Интенсивность тормозного излучения была измерена как функция положения детектора вдоль оси ускоряющей системы перезарядного ускорителя ЭПТ -10К института ядерных исследований НАН Украины. Измерения были выполнены с помощью сцинтилляционного детектора с высоким пространственным разрешением. Определено положение основного источника тормозного излучения. Предложен способ уменьшения интенсивности тормозного излучения ускорителя.

## Модуль дистанційної комутації та управління

*О.М. Ковальов*

*Інститут ядерних досліджень НАН України*

## Модуль удаленной коммутации и управления

*А.Н.Ковалев*

*Інститут ядерных исследований НАН Украины*

Разработан цифровой модуль для удаленной коммутации силовых цепей (8 реле, 235В/10А) и осуществления дистанционного съема ТТЛ уровней по 16 точкам. Все 16 линий контроля по сути своей являются портами ввода/вывода микроконтроллера АТМega32, поэтому могут быть легко перепрограммированы под конкретные задачи.

Конструктивное исполнение модуля предусматривает исключение механических силовых цепей. В таком случае задействуются транзисторные ключи с открытым коллектором. Ключи реализованы на микросхеме ULN2803А (выходное напряжение 50В, ток коммутации 500мА, количество ключей - 8).

На физическом уровне модуль использует протокол связи RS-485. Данный протокол является наиболее широко используемым промышленным стандартом, использующим двунаправленную сбалансированную линию передачи. Протокол поддерживает многоточечные соединения, обеспечивая создание сетей с количеством узлов до 32 и передачу на расстояние до 1200 м.

Управление и программирование модуля осуществляется через порт RS-485 или RS-232. Соединение по RS-232 целесообразно использовать на расстояниях до 15 метров.

Кодировка команд - АТ подобная (ASCII), применяющаяся в модемных (терминальных) устройствах. Переключения в режим данных (BIN) не поддерживается в связи с отсутствием необходимости передавать (принимать) большие объемы информации.

Модуль имеет свой уникальный номер, что позволяет использовать его в сетях RS-485. Максимальная скорость обмена модуля составляет 1 Мбит/с.

Поскольку большинство персональных компьютеров не содержат интерфейс RS-485, дополнительно был разработан и реализован блок сопряжения портов RS-232 и RS-485.

Модуль предназначен для использования в системах автоматизированного управления и контроля физическими установками, в частности для управления электроприводом устройства смены образцов спектрометра углового рассеивания нейтронов.

## Мікростріпові металеві детектори

*О.С Ковальчук, В.М. Пугач, О.А. Федорович, А.В. Чаус, Д.І. Сторожик,  
В.М. Міліція, Є.Г. Костін, Б. П. Полозов*

*Інститут ядерних досліджень НАН України, м. Київ*

В ІЯД НАН України ведуться роботи по створенню нового типу детекторів для реєстрації заряджених частинок та рентгенівського випромінювання. Названі металевими за рахунок своєї конструкції (сенсори з металевих фольг), ці детектори спроможні реєструвати потоки іонізуючого випромінювання у широкому діапазоні енергій та інтенсивності.

Одним з напрямків розвитку металевих детекторів є створення мікростріпових металевих детекторів (ММД) для моніторингу пучків синхротронного випромінювання [1]. Особливостями ММД детекторів є: мала товщина детектуючого матеріалу (1-2  $\mu\text{m}$ ), висока радіаційна стійкість (10-100 MGy), висока просторова роздільна здатність (20  $\mu\text{m}$  зараз та до 1  $\mu\text{m}$  у майбутньому), унікальна технологія виробництва, низька робоча напруга (до 20 В), комерційно доступна зчитувальна електроніка.

За підтримкою Програми CNCP (Проект УНТЦ Р396) було виготовлено декілька модифікацій ММД. У роботі представлено характеристики різних детекторів, зокрема MMD16-sectors, MMD64, MMD128 та MMD1024 [2]. Проведені дослідження ММД на європейському синхротроні ESRF (Гренобль, Франція) на базі медичної лабораторії ID-17 та на синхротроні Diamond Light Source (Великобританія). Попередні оцінки одержаних даних свідчать про необхідність удосконалення конструкції ММД для зменшення взаємного впливу сигналів із сусідніх стріпів. Створено систему оцінки якості ММД на основі високочутливої багатоканальної системи зчитування XDAS [3]. Представлено перші результати роботи цієї системи.

1. V. Pugatch et al. Nucl. Instr. and Meth. A 581, 531 (2007).
2. V.M. Pugatch et al. Mass-spectrometer electronic focal plane based on micro-strip metal detector, Proceedings of the NPAE-2008, Kyiv, Ukraine, p.796
3. <http://www.sens-tech.com>

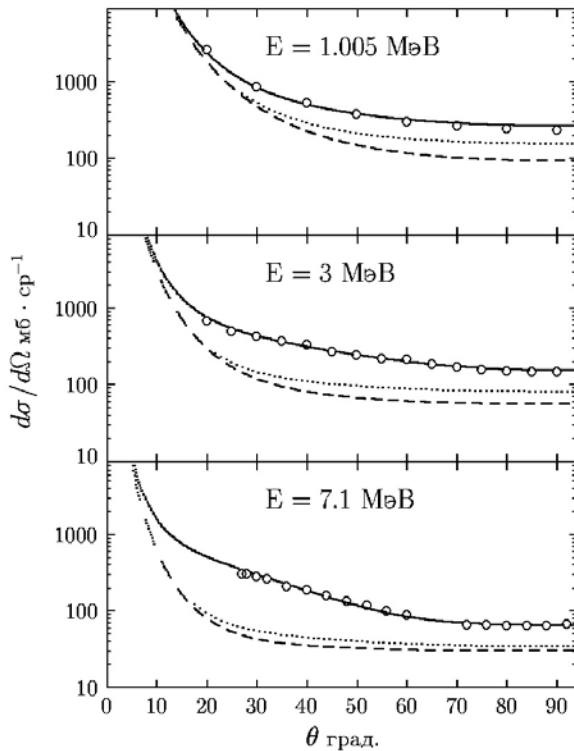
# МРГ розрахунок розсіяння в системі ${}^2\text{H} + {}^2\text{H}$ при $E = 1 - 7$ МєВ

Ю.Ю.Козир

# МРГ расчет рассеяния в системе ${}^2\text{H} + {}^2\text{H}$ при $E = 1 - 7$ МэВ

Ю.Е.Козырь

Проблемы, возникающие при описании расчетом МРГ упругого рассеяния легких ядер, обычно пытаются преодолеть путем максимального расширения структурного базиса задачи, считая свойства фрагментов канала неизменными в процессе взаимодействия. Не слишком убедительные основания и довольно ограниченные результаты такого подхода побуждают исследовать возможное влияние изменения свойств взаимодействующих ядер на расчетные результаты МРГ. В настоящей работе в рамках стандартного одноканального формализма МРГ рассмотрено влияние изменения значений параметров кластерных волновых функций на дифференциальные



Дифференциальные сечения упругого рассеяния  ${}^2\text{H}(d,d){}^2\text{H}$ . Энергия в системе центра масс указана в поле каждой части рисунка. Смысл линий объясняется в тексте. Точки – эксперимент.

зависимой от межкластерного расстояния  $r$ . Оптимальная аппроксимация зависимости  $E(r)$  обеспечивает существенное улучшение описания эксперимента (сплошная линия рисунка).

сечения упругого рассеяния дейтронов при энергии 1 – 7.1 МэВ. Со стандартной конструкцией пространственной части волновой функции дейтрона (из трех гауссианов), обеспечивающей практически точное значение энергии связи и среднеквадратичного радиуса, рассчитанные  $d\sigma/d\Omega$  идут заметно ниже экспериментальных данных (точечная линия рисунка). Сходный результат давал и расчет с волновой функцией  ${}^2\text{H}$  из одного гауссиана, которая обеспечивает только правильные значения среднеквадратичного радиуса (штриховая линия рисунка). Влияние взаимодействия фрагментов канала на их структуру сводится к изменению значения  $b = \sqrt{\hbar/m\omega}$  – единственного параметра волновой функции  ${}^2\text{H}$ . Даже небольшие его изменения сильно увеличивают внутреннюю энергию  ${}^2\text{H}$ , за счет чего энергия относительного движения фрагментов канала  $E$  уменьшается и становится



# Властивості нейтронно-надлишкових ядер поза лінією бета-стабільності

*В.М. Коломієць, С.В. Лук'янов, А.І. Санжур*

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Поблизу лінії бета-стабільності, усереднені зміни ядерного радіусу  $R$  та енергії зв'язку  $E$  з ростом числа нейтронів задовольняють умовам насичення. Об'ємна частина  $E_{\text{vol}}$  енергії зв'язку та ядерний об'єм  $V$  пропорційні кількості частинок  $A$  у відповідності до співвідношень  $E_{\text{vol}} = -b_V A$  та  $R = r_0 A^{1/3}$ , де  $b_V > 0$  та  $r_0$  є постійними величинами. Обидві величини  $b_V$  та  $r_0$  залежать від параметру ізотопічної асиметрії  $X = (N - Z) / A$ . Це є наслідком різниці величин об'ємної густини насичення ядер  $\rho_0 \sim r_0^{-3}$  для різних значень  $X$ . Густина насичення  $\rho_0$  зменшується поза лінією бета-стабільності для нейтронно-надлишкових ядер, для яких багато нейтронів знаходяться в області поверхні та формують “нейтронну шубу”. Слід очікувати, що зростання нейтронної шкіри порушує властивість насичення ядерного радіусу  $R \sim A^{1/3}$ , утворюючи таким чином ефект (гігантського) нейтронного гало.

Ми показали, що з ростом нейтронної шкіри в нестабільних ядрах не виконуються умови насичення. Наявність нейтронної шуби вказує на можливість існування гігантського нейтронного гало поза межами лінії бета-стабільності. Ми також продемонстрували наявність значних оболонкових осциляцій в ядерному зарядовому радіусі  $R_C$  та зв'язок  $R_C$  з ізоспіновим зсувом нейтронного та протонного потенціалів  $\Delta\lambda = \lambda_n - \lambda_p$  для ядер поза лінією бета-стабільності для фіксованого значення масового числа  $A$ . Ми також дослідили перерозподіл нуклонів поблизу ядерної поверхні, зокрема нейтронну шубу та нейтронний надлишок поза лінією бета-стабільності.

НИЗЬКОЕНЕРГЕТИЧНИЙ СПЕКТР ЕЛЕКТРОНІВ,  
ЩО ВНИКАЄ ВНАСЛІДОК БОМБАРДУВАННЯ МІДНОЇ  
МІШЕНІ  $\alpha$ - ЧАСТИНКАМИ  $^{238}\text{Pu}$

*В.Т. Купряшкін, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктістов, Е.П. Ровенських*

Інститут ядерних досліджень НАН України  
(*Просп. Науки, 47, Київ 03680*)

НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ,  
ВОЗНИКАЮЩИЙ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ МЕДНОЙ МИШЕНИ  
 $\alpha$ - ЧАСТИЦАМИ  $^{238}\text{Pu}$

*В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктистов, Е.П. Ровенских*

Институт ядерных исследований НАН Украины  
(*Просп. Науки, 47, Киев 03680*)

Методом  $(\alpha e)$ - совпадений исследован низкоэнергетический спектр электронов, возникающих при бомбардировке медной мишени  $\alpha$ - частицами  $^{238}\text{Pu}$ . Ионизация атомов при бомбардировке их заряженными частицами рассматривается как стряхивание электронов в непрерывный спектр при внезапном возмущении их пролетающей частицей. Сравнение экспериментального распределения с расчетным показало хорошее согласие, что подтверждает правильность описания ионизации как результата эффекта встряски.

Бета-розпад  $^{129}\text{Cs} \rightarrow ^{129}\text{Xe}$   
Г.П. Куртєва

Бета-распад  $^{129}\text{Cs} \rightarrow ^{129}\text{Xe}$   
А. А. Куртєва

В рамках динамической коллективной модели (ДКМ) описан бета-распад  $^{129}\text{Cs} \rightarrow ^{129}\text{Xe}$  и спектроскопические характеристики дочернего ядра. При расчете приведенных вероятностей бета-переходов использован метод [1], в котором их расчет проводится с учетом квазичастичных и многофононных (до десяти фононов) состояний, а также вакуумных флуктуаций квазичастиц. В работах других авторов вероятности бета-переходов на коллективные состояния рассматриваются как одночастичные, а в [2, 3] учитывается вклад только однофононных состояний и не учитываются вакуумные флуктуации квазичастиц.

Энергия распада  $Q = 1195$  кэВ. Бета-распад происходит с основного состояния  $^{129}\text{Cs}$ , существенный вклад в которое дают протонные подболочки  $d_{5/2}$  и  $s_{1/2}$ . В низколежащей области спектра дочернего ядра мы выделяем три полосы состояний с основаниями, главный вклад в которые дают нейтронные подболочки  $s_{1/2}$ ,  $d_{3/2}$  и  $h_{11/2}$ . С максимальной интенсивностью и вероятностью бета-переходы происходят на основное состояние  $^{129}\text{Xe}$ , основной вклад в которое дает подболочка  $s_{1/2}$  и существенный вклад -  $d_{3/2}$ , и на  $1/2_2^+$ -состояние, образованное связью близкого к одночастичному состоянию  $3/2_1^+$  с квадрупольным фононом остова. Однако, интенсивность и вероятность бета-перехода на  $1/2_2^+$ -состояние больше, т.к. у него больше вклад подболочки  $d_{3/2}$ , что подтверждает высокую чувствительность приведенных вероятностей бета-переходов к структуре состояний.

В таблице приведено сравнение рассчитанных  $\lg ft$  ( $t$ - период полураспада) с экспериментальными и полученными в [2] в рамках микроскопической квазичастично-фононной модели (МКФМ).

$\Gamma^\pi$	$1/2_1^+$	$3/2_1^+$	$3/2_2^+$	$1/2_2^+$	$3/2_3^+$
$E_{\text{экс.}}$ , кэВ	0	39	318	411	588
$\lg ft$ , эксп.	6,3	7,3	7,1	5,7	6,5
I, %	34	2,9	2,4	55	4,9
$\lg ft$ , ДКМ	6,2	6,8	6,7	5,5	7,0
$\lg ft$ , МКФМ	5,8	8,2	-	-	-

1. И.Н. Вишневский, Г.Б. Крыгин, А.А. Куртєва, В.Е. Митрошин, В.В.Тришин // ЯФ. - 1994. - Т.57, N1. - С.17-33.
2. Toivanen J. and Suhonen J. // Phys. Rev. C. – 1998.- Vol. 57, No.3. – P.1237 – 1245.
3. V. A. Kuzmin, V. G. Soloviev, // Nucl. Phys. - 1988. - Vol. A486. - P. 118 - 132.

# Розробка кремнієвих мікстріпових детекторів для Кремнієвої Трекової Системи експерименту СВМ

А.О.Лиманець<sup>1,2</sup>, В.М. Пугач<sup>1</sup>, Ю.Є. Сорокін<sup>1,3</sup>, Й.М.Хойзер<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України

<sup>2</sup>Центр імені Гельмгольца по дослідженню важких іонів, Дармштадт, Німеччина

<sup>3</sup>Університет ім. Гете, Франкфурт на Майні, Німеччина,

Експеримент СВМ (Дармштадт) досліджуватиме властивості ядерної речовини у слабо вивченій області фазової діаграми квантової хромодинаміки при високих густинах та помірних температурах. Ключовий компонент експерименту, Кремнієва Трекова Система (КТС), забезпечуватиме реконструкцію подій, в яких народжуватиметься до 600 заряджених частинок при центральному зіткненні іонів золота. Враховуючи високу частоту взаємодій, що сягає 10 МГц, значною проблемою для КТС є високе радіаційне навантаження, яке за оцінками становитиме  $\sim 10^{15}$  швидких нейтронів на  $\text{см}^2$  за шість років роботи детектора.

Різні за структурою сенсори були виготовлені для перевірки радіаційної стійкості та для побудови прототипу детекторного модуля для КТС. Для випробувань різних схем зміщення детектора а також для дослідження ізоляції стріпів були виготовлені сенсори малого розміру ( $1,5 \times 1,5$ )  $\text{см}^2$  із  $2 \times 256$  стріпами із взаємно ортогональним розміщенням та кроком 50 мкм. Таким чином, на одній кремнієвій пластині вдалось умістити різні зразки з однаковою геометрією металевих контактних областей.

Сенсори великого розміру ( $6,2 \times 6,2$ )  $\text{см}^2$  із  $2 \times 1024$  стріпами, розміщеними під стереокутом  $\pm 7,5^\circ$ , будуть використані для створення прототипу детекторного модуля у вигляді драбини, де групи сенсорів сполучено послідовно.

В роботі представлено результати характеристики неопромінених детекторів та таких, що були опромінені до флюенсів  $\sim 10^{13}$  швидких нейтронів на  $\text{см}^2$ , шляхом вимірювання вольт-амперних характеристик та ємностей.

# Характеризація кремнієвих мікростріпових детекторів для експерименту CBM на пучку протонів з енергією 3 ГеВ.

*А.О. Лиманець<sup>1,3</sup>, Ю.Є.Сорокін<sup>1,2</sup>, Й.М. Хойзер<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>*Університет ім. Гете, Франкфурт на Майні, Німеччина,*

<sup>2</sup>*Інститут Ядерних Досліджень НАН України, Київ.*

<sup>3</sup>*Центр імені Гельмгольца по дослідженню важких іонів, Дармштадт, Німеччина*

Метою експерименту CBM є дослідження фазової діаграми ядерної матерії за високих баріонних густин та проміжних температур. Очікується, що він розкриє питання існування Кварк-Глюонної Плазми та відповідного фазового переходу деконфайнмента. В експерименті CBM буде проводитись розсіяння пучка важких ядер з енергією до 35 А·ГеВ на фіксованій мішені (також важкі елементи).

Трекова Система експерименту CBM має дозволяти реконструювати до 800 заряджених продуктів одночасно з роздільною здатністю по імпульсу 1% та витримувати радіаційне навантаження до  $10^{15}$  см<sup>-2</sup> у нейтронному еквіваленті.

На базі двосторонніх кремнієвих мікростріпових детекторів із 256 стріпами на кожній стороні, та кроком 50 мкм було зібрано дві однакові детекторні станції. При цьому використовувалась самотригерована зчитувальна електроніка на базі n-XYTER. В дослідницькому центрі міста Юліх (Німеччина) на пучку протонів 3 ГеВ було виміряно амплітудний відгук детекторних систем. Визначено найбільш імовірну амплітуду сигналу одно- і двостріпових хітів як функцію напруги зміщення детектора. В середньому величина зібраного заряду складала близько 14000e<sup>-</sup> на обох сторонах детектора, тоді як очікуване значення 22800 e<sup>-</sup>.

Спостережуваний результат спонукає до перевірки правильності зарядової калібровки зчитувальної електроніки та рекомендованих значень регістрів n-XYTER.

Робота виконується за підтримки GSI, HIC for FAIR, EU FP7 Hadronphysics2, HGS-HIRe, H-QM.

# ОБОЛОНКОВА СТРУКТУРА ТА БІФУРКАЦІЇ ОРБІТ В СКІНЧЕНИХ ФЕРМІ СИСТЕМАХ

О.Г. Магнер<sup>1</sup>, І. С. Яцишин<sup>1</sup>, К. Аріта<sup>2</sup>, М. Брак<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Інститут Ядерних Досліджень НАНУ, Київ, Україна,

<sup>2</sup> Факультет Фізики, Інститут Технологій, Нагойя, Японія,

<sup>3</sup> Інститут Теоретичної Фізики, Університет Регенсбурга, Німеччина

Представлена квазікласична теорія оболонкової структури, в якій квантові флуктуації одностинкових рівнів біля поверхні Фермі обумовлені існуванням простих періодичних орбіт у відповідній класичній системі. Ефекти великих оболонок у типових двогорбих бар'єрах поділу ядер, наприклад, основні ефекти масової асиметрії описуються за допомогою найкоротших періодичних орбіт в нескінченно глибокій потенціальній ямі з різким краєм та реалістичними параметрами деформації її поверхні.

Розраховані оболонкові поправки до енергії деформації ядер  $\delta E$  як функції числа частинок  $N^{1/3}$  та параметра подовження  $c$  при нульових параметрах шії та асиметрії. Квазікласичні лінії постійної класичної дії показують, що долини мінімумів при середніх деформаціях та при супердеформаціях орбіт обумовлені відповідно найкоротшими екваторіальними орбітами та їх біфуркаціями. Фур'є перетворення квантової густини рівнів має піки, які свідчать про існування та важливість коротких екваторіальних орбіт та їх біфуркацій в утворенні оболонкової структури ядер при відносно великих ядерних деформаціях, що приводить до ізомеру форми Рn-240 при деформації  $c = 1.4$ .

На прикладі моделі потенціальної ями з різкою стінкою та сфероїдально деформованою поверхнею показано як біфуркації орбіт піввінного періоду близько відповідають так звані актинідні ізомери поділу ядер.

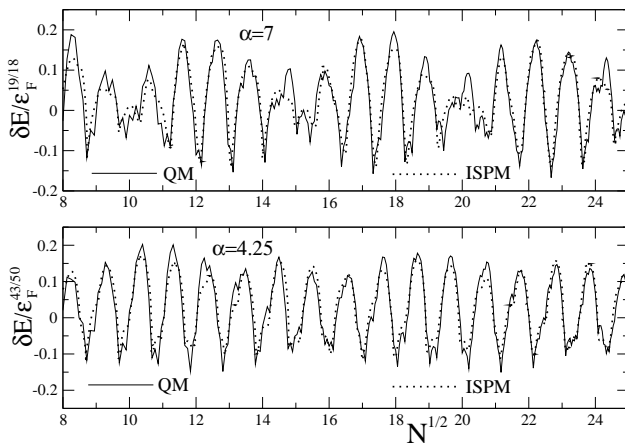


Рис. 1. Оболонкові енергії  $\delta E$  в залежності від числа частинок,  $N^{1/2}$ , при  $\alpha = 7$  та 4.25 в одиницях  $\varepsilon^q$  де  $q = 3(\alpha - 2) / 2(\alpha + 2)$ ; QM (суцільна лінія) – квантовим результатом за методом оболонкової поправки; ISPM (точки) – квазікласичний результат, отриманий за допомогою покращеного метода стаціонарної фази.

Для широкого класу ступеневих радіальних потенціалів  $V(r) \propto r^\alpha$ , які добре апроксимують форму потенціалу Вудса-Саксона при досить великих значеннях параметра  $\alpha$  отримані аналітичні вирази для оболонкових енергій  $\delta E$  як функцій числа частинок,  $N^{1/2}$ , та параметра  $\alpha$  при його критичних значеннях  $\alpha = 7$  та 4.25. Як показано на Рис. 1 при цих критичних значеннях  $\alpha$  у випадку двомірної задачі, квазікласичні результати, отримані по теорії періодичних орбіт з врахуванням ефекту підсилення оболонкової структури завдяки їх біфуркаціям, добре узгоджуються з точними квантовими розрахунками.

1. A.G. Magner, I.S. Yatsyshyn, K. Arita and M. Brack // LNL-preprint - arXiv: 1012.0832 [nucl-th] – 2010 (69 pages); *ibid* Phys. Atom. Nucl., accepted, 2011.

## Оцінка якості сенсорів для кремнієвої трекової системи експерименту CBM за допомогою зчитувального чіпу n-XUTER

*Г.М. Малигіна<sup>1</sup>, В.О. Кива<sup>1</sup>, А.О.Лиманець<sup>1,2</sup>, В.Ф. Мюллер<sup>2</sup>  
Я.В. Панасенко<sup>1</sup>, В.М. Пугач<sup>1</sup>, Ю.Є. Сорокін<sup>1,3</sup>, Й.М.Хойзер<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>*Інститут ядерних досліджень НАН України*

<sup>2</sup>*Центр імені Гельмгольца по дослідженню важких іонів, Дармштадт, Німеччина*

<sup>3</sup>*Університет ім. Гете, Франкфурт на Майні, Німеччина,*

В експерименті CBM (GSI, Darmstadt) планується дослідження матерії при високих баріонних густинах за допомогою зіткнення важких іонів при енергіях 10-45 GeV/нуклон. Для цього буде використовуватись, зокрема, Кремнієва Трекова Система із восьми шарів двосторонніх мікростріпових детекторів. В ІЯД НАНУ налагоджено систему збору та накопичення даних на основі 128-канального підсилюючого мікрочіпа n-XUTER, сполученого плоскими мікро-кабелями до р-стріпів двохстороннього кремнієвого сенсора CBM02-B1 (256 стріпів, крок 80 мкм) та зчитувального контролера ROC, створеного в GSI.

Представлено перші результати тестування сенсора за допомогою радіоактивних джерел <sup>226</sup>Ra (альфа та рентгенівське випромінювання), <sup>90</sup>Sr (електрони) та <sup>241</sup>Am (рентгенівське випромінювання). Було встановлено, що деякі канали зчитування даних мають високий рівень шумів, що ускладнює їх використання у дослідженні сенсорів. Це пов'язано із способом підключення сенсора за допомогою двох паралельних мікро-кабелів до n-XUTER, один з яких, як з'ясувалось, має значну ємність. Запропоновано нову конструкцію мікро-кабельного сполучення.

# Струнный підхід до Мінімальної суперсиметричної стандартної моделі

*Ю.М. Малюта*

*Інститут ядерних досліджень НАН України*

# Струнный подход к Минимальной суперсиметричной стандартной модели

*Ю.М. Малюта*

*Інститут ядерных исследований НАН Украины*

Поиски новой физики на коллайдере LHC имеют целью обнаружить в эксперименте экзотические частицы :

- суперпартнеры кварков и лептонов,
- суперпартнеры калибровочных бозонов,
- бозоны Хиггса,

которые предсказываются Минимальной суперсиметричной стандартной моделью.

Настоящий доклад посвящен решению основной проблемы физики высоких энергий – построению Минимальной суперсиметричной стандартной модели путем использования теории D-бран и суперструн, основанной на концепции дополнительных измерений. В этой теории D-браны описываются квиверами, а суперструны описываются Ext-группами. Такой подход позволяет определить спектр масс суперпартнеров и бозонов Хиггса, а также парциальные ширины распадов этих частиц и сечения их рождения.

Полученные результаты дают конкретные предсказания для поиска суперпартнеров и бозонов Хиггса на детекторе CMS коллайдера LHC.



# НЕПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ ЯДЕР $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$

*С. Ю. Межєвич<sup>1</sup>, А. Т. Рудчик<sup>1</sup>, К. Русек<sup>4</sup>, А. Будзановскі<sup>3</sup>, Б. Чех<sup>3</sup>,  
Я. Хоїньскі<sup>5</sup>, Л. Гловацка<sup>6</sup>, С. Клічевскі<sup>3</sup>, Є. І. Коций<sup>2</sup>, В.М. Кир'янчук<sup>1</sup>, А.В.  
Мохнач<sup>1</sup>, А. А. Рудчик<sup>1</sup>, С.Б. Сакута<sup>7</sup>, Р. Сюдак<sup>3</sup>, І. Сквірчинська<sup>3</sup>, А. Щурек<sup>3</sup>*

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

<sup>2</sup> Харківський національний університет, Харків

<sup>3</sup> Інститут ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського, Краків, Польща

<sup>4</sup> Інститут ядерних досліджень ім. А. Солтана, Варшава, Польща

<sup>5</sup> Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

<sup>6</sup> Інститут прикладної фізики Військово-технічного університету, Варшава, Польща

<sup>7</sup> Російський дослідницький центр «Інститут ім. Курчатова», Москва, Росія

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів непружного розсіяння  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{14}\text{C}$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$  для переходів ядра  $^{11}\text{B}$  у збуджені стани  $2,12 - 8,56 \text{ MeV}$ . Експериментальні дані проаналізовано за оптичною моделлю за

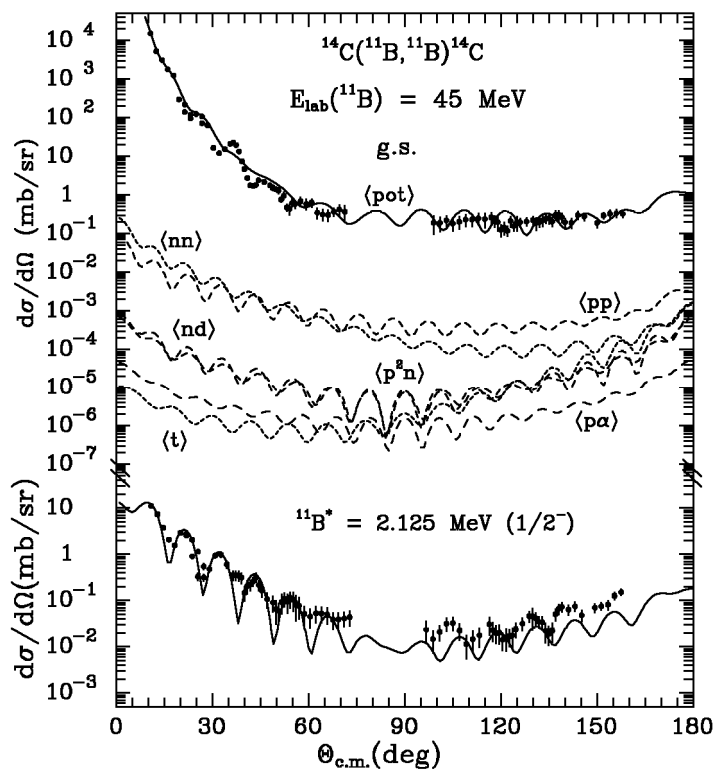


Рис. 1. Диференціальні перерізи пружного та непружного розсіяння ядер  $^{11}\text{B} + ^{14}\text{C}$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$ . Криві – МЗКР-розрахунки для різних ядерних процесів.

методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР). У МЗКР-розрахунках для вхідного та вихідного каналів реакцій використано оптичний потенціал Вудса-Саксона, параметри якого визначено шляхом підгонки його форми до фолдінг-потенціалу, обчисленого для взаємодії ядер  $^{11}\text{B} + ^{14}\text{C}$  за методом подвійної згортки [1], та до експериментальних даних пружного розсіяння цих ядер.

Установлено, що реакції одното двоступінчатих передач кластерів дають дуже малий вклад до перерізів пружного та непружного розсіяння ядер  $^{11}\text{B} + ^{14}\text{C}$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$ .

# РЕАКЦІЯ $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{15}\text{N}$ ТА ПОТЕНЦІАЛ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР $^{10}\text{Be} + ^{15}\text{N}$

*С. Ю. Межевич<sup>1</sup>, А. Т. Рудчик<sup>1</sup>, К. Русек<sup>4</sup>, А. Будзановскі<sup>3</sup>, Б. Чех<sup>3</sup>,  
Я. Хоїньскі<sup>5</sup>, Л. Гловацка<sup>6</sup>, С. Клічевскі<sup>3</sup>, Є. І. Коций<sup>2</sup>, В.М. Кир'янчук<sup>1</sup>, А.В.  
Мохнач<sup>1</sup>, А. А. Рудчик<sup>1</sup>, С.Б. Сакута<sup>7</sup>, Р. Сюдак<sup>3</sup>, І. Сквірчинська<sup>3</sup>, А. Щурек<sup>3</sup>*

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

<sup>2</sup> Харківський національний університет, Харків

<sup>3</sup> Інститут ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського, Краків, Польща

<sup>4</sup> Інститут ядерних досліджень ім. А. Солтана, Варшава, Польща

<sup>5</sup> Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

<sup>6</sup> Інститут прикладної фізики Військово-технічного університету, Варшава, Польща

<sup>7</sup> Російський дослідницький центр «Інститут ім. Курчатова», Москва, Росія

Вперше отримано експериментальні дані диференціальних перерізів реакцій  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{15}\text{N}$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$  для переходів ядер  $^{10}\text{Be}$  та  $^{15}\text{N}$  в основні та збуджені стани.

Експериментальні дані проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР). У МЗКР-розрахунках для вхідного та вихідного каналів реакції використовувались оптичні потенціали типу Вудса-Саксона з об'ємним поглинанням. Для вхідного каналу реакції використовувався потенціал взаємодії ядер  $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ , параметри якого було визначено за експериментальними даними пружного розсіяння цих ядер [1]. Необхідні для МЗКР-розрахунків спектроскопічні амплітуди нуклонів і кластерів розраховано в рамках оболонкової моделі методом Смірнова-Чувільського. Параметри оптичного потенціалу взаємодії ядер  $^{10}\text{Be} + ^{15}\text{N}$  для вихідного каналу реакції визначено за експериментальними даними реакції. При визначенні дійсної частини цього потенціалу використано фолдінг-потенціал, обчислений за методом подвійної згортки.

Установлено, що в даній реакції домінує передача протона, а одно- та двоступінчасті передачі кластерів не відіграють помітної ролі.

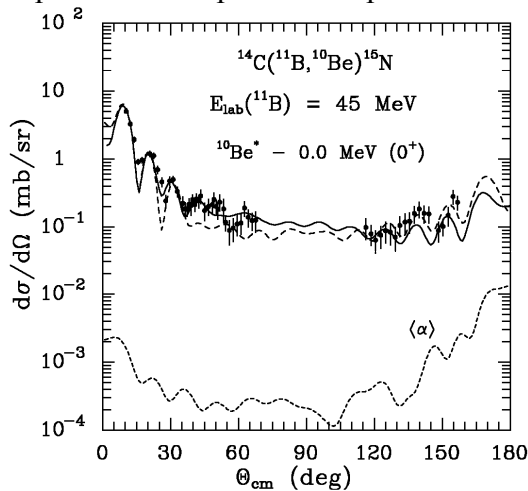


Рис. 1. Диференціальні перерізи реакції  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{15}\text{N}$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$  для основних станів ядер  $^{10}\text{Be}$  та  $^{15}\text{N}$ . Криві – МЗКР-розрахунки.

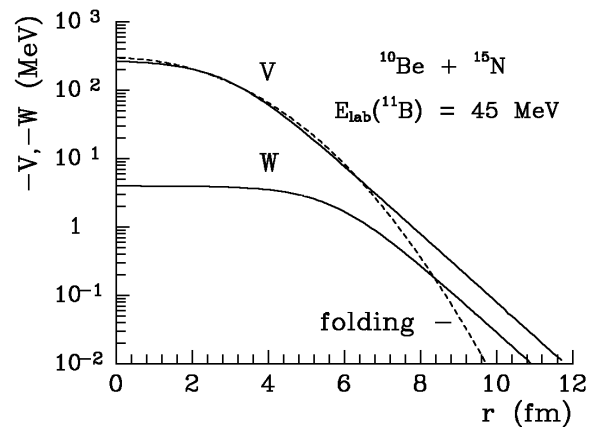


Рис. 2. Радіальні залежності дійсної ( $V$ ) та уявної ( $W$ ) частин потенціалу взаємодії ядер  $^{10}\text{Be} + ^{15}\text{N}$ . Пунктирна крива – фолдінг-потенціал взаємодії ядер  $^{10}\text{Be} + ^{15}\text{N}$ .

# РЕАКЦІЯ $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$ ТА ПОТЕНЦІАЛ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$

С. Ю. Межевич<sup>1</sup>, А. Т. Рудчик<sup>1</sup>, К. Русек<sup>4</sup>, А. Будзановські<sup>3</sup>, Б. Чех<sup>3</sup>, Я. Хоїнські<sup>5</sup>,  
Л. Гловацка<sup>6</sup>, С. Клічевські<sup>3</sup>, Є. І. Кошій<sup>2</sup>, В.М. Кир'янчук<sup>1</sup>, А.В. Мохнач<sup>1</sup>, А. А. Рудчик<sup>1</sup>,  
С.Б. Сакута<sup>7</sup>, Р. Сюдак<sup>3</sup>, І. Сквірчинська<sup>3</sup>, А. Щурек<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup> Харківський національний університет, Харків

<sup>3</sup> Інститут ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського, Краків, Польща

<sup>4</sup> Інститут ядерних досліджень ім. А. Солтана, Варшава, Польща

<sup>5</sup> Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

<sup>6</sup> Інститут прикладної фізики Військово-технічного університету, Варшава, Польща

<sup>7</sup> Російський дослідницький центр «Інститут ім. Курчатова», Москва, Росія

Вперше отримано експериментальні дані диференціальних перерізів реакцій  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$  для переходів ядер  $^9\text{Be}$  та  $^{16}\text{N}$  в основні та збуджені стани.

Експериментальні дані проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР). У МЗКР-розрахунках для вхідного та вихідного каналів реакції використовувались оптичні потенціали типу Вудса-Саксона з об'ємним поглинанням. Для вхідного каналу реакції використовувався потенціал взаємодії ядер  $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ , параметри якого було визначено за експериментальними даними пружного розсіяння цих ядер [1]. Необхідні для МЗКР-розрахунків спектроскопічні амплітуди нуклонів і кластерів розраховано в рамках оболонкової моделі методом Смірнова-Чувільського. Параметри оптичного потенціалу взаємодії ядер  $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$  для вихідного каналу реакції визначено за експериментальними даними реакції. При визначенні дійсної частини цього потенціалу використано фолдінг-потенціал, обчислений за методом подвійної згортки.

Установлено, що в даній реакції домінує передача дейтрона, а одно- та двоступінчасті передачі кластерів не відіграють помітної ролі.

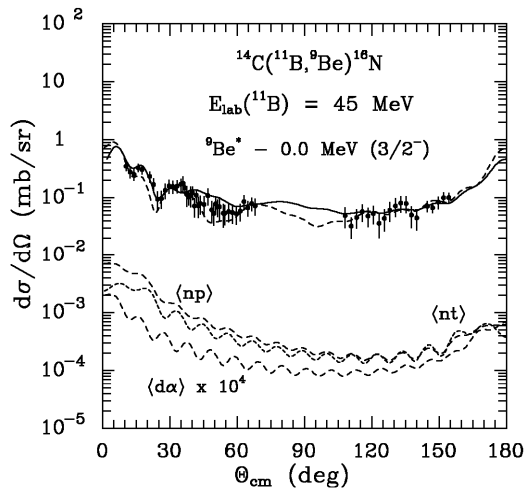


Рис. 1. Диференціальні перерізи реакції  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$  для основних станів ядер  $^9\text{Be}$  та  $^{16}\text{N}$ . Криві – МЗКР-розрахунки.

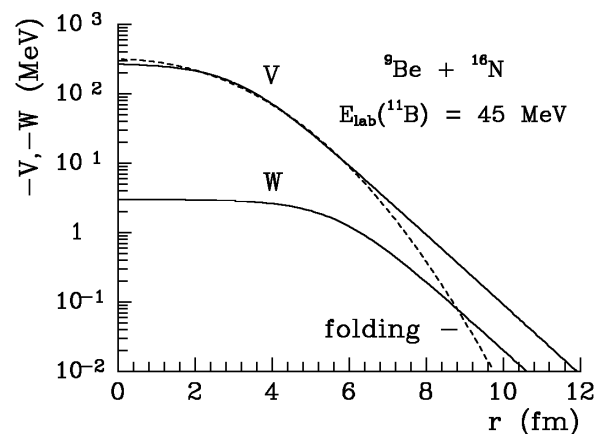


Рис. 2. Радіальні залежності дійсної ( $V$ ) та уявної ( $W$ ) частин потенціалу взаємодії ядер  $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$ . Пунктирна крива – фолдінг-потенціал взаємодії ядер  $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$ .

1. S.Yu. Mezhevych, A.T. Rudchik et al. Nucl. Phys. A 753, 13 (2005).

Залежність енергетичного спектру електронів “встряски”  
та їх скорельованості по напрямку вильоту з  $\beta$ -частинкою від  
енергії  $\beta$ -спектру

*М.Ф. Митрохович*  
*Інститут ядерних досліджень НАН України*

Зависимость энергетического спектра электронов “встряски” и их  
скоррелированности по направлению вылета с  $\beta$ -частицей от  
энергии  $\beta$ -спектра

*Н.Ф. Митрохович*  
*Институт ядерных исследований НАН Украины*

Эффекты “встряски” при  $\beta$ -распаде по вероятности сопоставимы с вероятностью основного процесса, а сами электроны “встряски” сильно скоррелированы с  $\beta$ -частицами, испускаясь вместе с ними в ту же полусферу. Эти свойства “встряски” важны не только в конкретных ядерно-физических исследованиях, но важны и для решения общей задачи о корреляционном движении частиц в импульсном и спиновом пространстве. С этой целью были проведены исследования энергетических и корреляционных свойств электронов “встряски” в плане измерения их зависимости от энергии  $\beta$ -спектра (максимальной или средней). Измерения проводились на установке совпадений  $\gamma$ -квантов и  $\beta$ -частиц с  $e_0$ -электронами вторичной электронной эмиссии ( $\gamma e_0$ - и  $\gamma \beta e_0$ - совпадения). Измерения выполнены с  $\beta$ -компонентами распада источника  $^{152}\text{Eu}$ , которые в совпадениях отбирались (идентифицировались) по  $\gamma$ -линиям спектра от Ge(Li)-детектора.

Определялся экспериментально регистрируемый  $\Upsilon$ -выход  $e_0$ -электронов на акт распада от излучения “встряски” в телесном угле  $\Omega$ , без выделения направления  $\beta$ -частицы ( $\Omega=4\pi$ ,  $\Upsilon^{\Omega=4\pi} = N(\gamma_i e_0)/N(\gamma_i)$ ,  $\gamma_i e_0$ -совпадения,  $i$  – компонента  $\beta$ -спектра) и с выделением направления испускания  $\beta$ -частицы ( $\Omega=0$ ,  $\Upsilon^{\Omega=0} = N(\gamma_i \beta_i e_0)/N(\gamma_i \beta_i)$ ,  $\gamma_i \beta_i e_0$  – совпадения). Величина скоррелированности направления испускания электрона “встряски” по направлению испускания  $\beta$ -частицы определялась как  $\Upsilon = \Upsilon^{\Omega=0}/\Upsilon^{\Omega=4\pi}$ .

По полученным результатам энергетический спектр электронов “встряски” с уменьшением энергии  $\beta$ -спектра становится все более низкоэнергетичным и этот эффект пропорционален энергии  $\beta$ -спектра. При этом скоррелированность  $\Upsilon$  от энергии  $\beta$ -спектра не зависит.

# ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ РІВНЯНЬ ЕЙНШТЕЙНА ІЗ НЕЛАГРАНЖЕВИМИ ПОПРАВКАМИ ЗА КРИВИНОЮ ПРОСТОРУ-ЧАСУ

П. Наказной

Розглядаються основні властивості рівнянь Ейнштейна, модифікованих нелагранжевими поправками за кривиною (метрикою) простору-часу, які інтерпретуються як відгук вакууму на своє викривлення та розглядаються як змінний космологічний член  $\Lambda$ , що залежить від скаляра кривини  $R$  а також застосування даної теорії до вивчення окремих космологічних та астрофізичних задач.

# Реконструкція мас суперпартнерів кварків, лептонів і калібрувальних бозонів

*Т. В. Обіход*

*Інститут ядерних досліджень НАН України*

# Реконструкция масс суперпартнеров кварков, лептонов и калибровочных бозонов

*Т. В. Обиход*

*Институт ядерных исследований НАН Украины*

В контексте сценария, в котором гравитино является легчайшим суперпартнером, методами компьютерного моделирования вычислены гистограммы распределения масс для суперчастиц  $\tilde{q}_L, \tilde{l}_L, \tilde{\chi}_2^0$ . Полученные результаты подтверждают возможность обнаружения в эксперименте CMS этих суперчастиц по их распадам при условии, что интегральная светимость равна  $30 \text{ fb}^{-1}$ . Эти результаты дают конкретные предсказания для целенаправленного поиска суперпартнеров на коллайдере LHC.

## Дослідження альфа-кластерних станів ізоотопів бору з $A = 10-12$

*В Осташко<sup>1</sup>, А. Пономаренко<sup>1</sup>, М. Латтуада<sup>2</sup>, А. Ді П'єтро<sup>2</sup>, Д. Мілянч<sup>3</sup>,  
М. Задро<sup>3</sup>, А. Муцумара<sup>2</sup>, М.-Г. Пелегріні<sup>2</sup>, С. Романо<sup>2</sup>,  
С. Тудіско<sup>2</sup>, А. Туміно, П. Фігуера<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> - Інститут ядерних досліджень НАН України;

<sup>2</sup> - Південна національна лабораторія Національного інститут ядерної фізики,  
м. Катанія, Італія;

<sup>3</sup> - Інститут Р.Божковича, Загреб, Хорватія.

Концепція кластеризації в поясненні станів атомних ядер має довгу історію і на сьогодні ідея кластеризації має багате експериментальне підтвердження, а також теоретичні обґрунтування і успішне застосування.

Але, в найбільшій степені в цьому напрямку досліджувалися ядра, які за своєю кількісною нуклонною структурою точно відповідають «цілій» кількості  $\alpha$ -частинок, або з надлишком нейтронів, так звані нейтроннонадлишкові ядра.

Така «альфа-частинкова» направленість в дослідженні кластерних властивостей атомних ядер, як відомо, пов'язана з властивостями самої альфа-частинки – стабільне ядро, з нульовим спіном і високим порогом розвалу і, можливо, деякій мірі з історичною ситуацією, що альфа-кластерний розпад був ідентифікований раніше за відкриття нейтрона.

Але зараз починаються дослідження кластерних властивостей атомних ядер з  $Z \sim N$ . «Найближчі» від зазначених вище ядер відрізняються тим, що одна з  $\alpha$ -частинок, умовно кажучи, «заміняється» на  ${}^3\text{He}$  або  $T$ , перша з яких взагалі не має збуджених станів, порівнюючи її з  $\alpha$ -частинок, а наявність ненульового спіну не повинно сильно впливати, оскільки спін-ядерні сили менші за ядерні. Що стосується тритію, то хоча він і є нестабільним, але тим більш цікаво дослідити його властивості і його вплив на оточуючі кластери, які можуть бути на зразок властивостей нейтрона як вільної частинки і її ж - в ядрі. Але питання можна ставити і по другому, і цьому є експериментальні підтвердження, - в ядрі можуть проявлятися стани, що відповідають резонансній взаємодії  $\alpha$ -частинок з залишковим ядром, яке у вільному може бути і нестабільним.

В даній роботі досліджувалися стани ізоотопів бору як двочастинкові резонанси в парах  ${}^6\text{Li}$ - $\alpha$ ,  ${}^7\text{Li}$ - $\alpha$ ,  ${}^8\text{Be}$ - $t$ , в тричастинкових та чотиричастинкових вихідних каналах реакції  ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C}$  з пучком ядер  ${}^{13}\text{C}$  енергією 89 МеВ. Ідентифіковано ряд резонансів, проведено порівняння з відомою експериментальною інформацією та теоретичними передбаченнями.

# Перші результати експерименту LHCb в режимі зіткнення протонів з енергією 7 TeV

О.Ю. Охріменко<sup>1</sup>, В.М. Пугач<sup>1</sup>, В.М. Яковенко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Інститут Ядерних Досліджень НАН України

<sup>2</sup>LAL, Орсе, Франція

Представлені перші фізичні результати експерименту LHCb, одержані в режимі протон-протонних зіткнень з енергією 7 TeV. За 2010 рік були накопичені дані, що відповідають інтегральній світимості  $42 \text{ пб}^{-1}$ . Вимірний поперечний переріз утворення 'beauty' кварк-антикваркових становить величину  $\sigma = 75.3 \pm 5.4 \pm 13 \text{ мкб}$  [1]. Результати, отримані у 2010 році, підтвердили великий потенціал експерименту LHCb, котрий дає шанс на спостереження сигналів «Нової Фізики» у 2011 році.

1. LHCb Collaboration, Phys. Lett. B **694**, 209 (2010).



# Система радіаційного моніторингу експерименту LHCb в режимі зіткнення протонів при енергії 7 TeV

О.Ю. Охріменко<sup>1</sup>, В.М. Пугач<sup>1</sup>, В.М. Яковенко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Інститут Ядерних Досліджень НАН України

<sup>2</sup> LAL, Орсе, Франція

Представлено результати роботи у 2010 році системи радіаційного моніторингу (SRM) внутрішнього трека (BT) експерименту LHCb в режимі зіткнення протонів при енергії 7 TeV для інтегральної світимості  $29 \text{ pb}^{-1}$ . Здійснено калібровку SRM для виміру світимості експерименту. Це надає можливість додаткового незалежного моніторингу світимості LHCb в наступних дослідженнях при енергії 7 TeV. Зроблено оцінку поглинутої дози кремнієвими сенсорами BT – основного призначення SRM. Розподіл в просторі та абсолютні значення поглинутої дози, виміряні SRM, порівнюються з розрахунками за методом Монте-Карло. Результати, отримані за допомогою SRM, добре узгоджуються з даними з інших систем по виміру світимості експерименту та теоретичними передбаченнями.

# Механізми утворення протонів у реакції $^{208}\text{Pb}(d, p)$ при підбар'єрних енергіях

*Ю.М. Павленко, К.О. Теренецький, В.П. Вербицький, О.І. Рундель,  
І.П. Дряпаченко, О.К. Горпинич, Ю.Я. Карлишев, Е.М. Можжухін*

*Інститут ядерних досліджень НАН України, м.Київ*

З урахуванням поляризації та розщеплення дейтронів у кулонівському полі ядра мішені розраховано диференціальні перерізи реакцій  $^{208}\text{Pb}(d, pn)^{208}\text{Pb}$  та  $^{208}\text{Pb}(d, p)n^{208}\text{Pb}$  для підбар'єрних енергій в діапазоні  $E_d = 6 - 11$  МеВ. Розрахунки виконано з використанням запропонованого в [1] алгоритму.

Аналіз результатів розрахунків та експериментальних даних, отриманих на прискорювачі ЕПП-10К ІЯД НАН України при енергії дейтронів  $E_d = 7,3$  МеВ, показав, що в області великих кутів, де слід очікувати максимального внеску процесу розщеплення, домінуючим механізмом формування інклюзивних спектрів протонів є реакція передачі нейтрона  $^{208}\text{Pb}(d, p)^{209}\text{Pb}$ .

*І. К. О. Теренецький, В. П. Вербицький. Ядерна фізика та енергетика. – 2006. №1 (17). – С. 36.*

## Підбар'єрна взаємодія дейтронів з ядрами $^{62}\text{Ni}$

*Ю.М. Павленко, К.О. Теренецький, В.П. Вербицький, О.І. Рундель,  
Ю.Я. Карлишев, О.К. Горпинич, Л.І. Слюсаренко, А.В. Степанюк,  
І.П. Дряпаченко, Е.М. Можжухін*

*Інститут ядерних досліджень НАН України, м.Київ*

З метою вивчення ізотопічних та енергетичних залежностей перерізів розсіяння та розщеплення дейтронів в області підбар'єрних енергій на електростатичному прискорювачі ЕПП-10К ІЯД НАН України досліджено пружне розсіяння  $^{58,62}\text{Ni}(d, d)$  та реакція  $^{62}\text{Ni}(d, p)$  при  $E_d = 5,16$  МеВ.

Експериментальні дані з пружного розсіяння порівнюються з отриманими раніше для розсіяння  $^{58}\text{Ni}(d, d)$  при енергіях  $E_d = 3,5$  та  $4,5$  МеВ [1]. При  $E_d = 5,16$  МеВ, як і при нижчих енергіях, спостерігається суттєва відмінність перерізів розсіяння від резерфордівських та розрахованих теоретично з врахуванням процесів розщеплення дейтронів в кулонівському полі ядра мішені. Виявлені відмінності експериментальних і теоретичних перерізів пружного розсіяння можуть бути зумовлені неврахуванням в розрахунках процесом зриву нейтрона. На це вказує домінуючий внесок реакції  $^{62}\text{Ni}(d, p)^{63}\text{Ni}$  у формуванні інклюзивних спектрів протонів.

Експериментальні спектри протонів переважно складаються з піків, що відповідають утворенню станів (або групи станів) ядра віддачі  $^{63}\text{Ni}$ . Окрім того, основний вихід протонів спостерігається при енергіях вищих, ніж максимальна енергія неперервного розподілу протонів в тричастинковій реакції  $^{62}\text{Ni}(d, p)n^{62}\text{Ni}$ .

Співвідношення вказаних механізмів реакції  $^{62}\text{Ni}(d, p)$  можна оцінити також із кутових залежностей розрахованого згідно з [2] виходу протонів в реакції  $^{62}\text{Ni}(d, p)n^{62}\text{Ni}$  та сумарного виходу, отриманого експериментально.

1. *Yu.N. Pavlenko, K.O. Terenetsky, V.P. Verbitsky et al. // 2 Intern. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy", June 09 - 15, 2008, Kyiv, Ukraine. – Abstr. - P. 179.*
2. *К. О. Теренецький, В. П. Вербицький. Ядерна фізика та енергетика. – 2006. №1 (17). – С. 36.*

# Моделювання транспорту заряджених частинок в твердому тілі

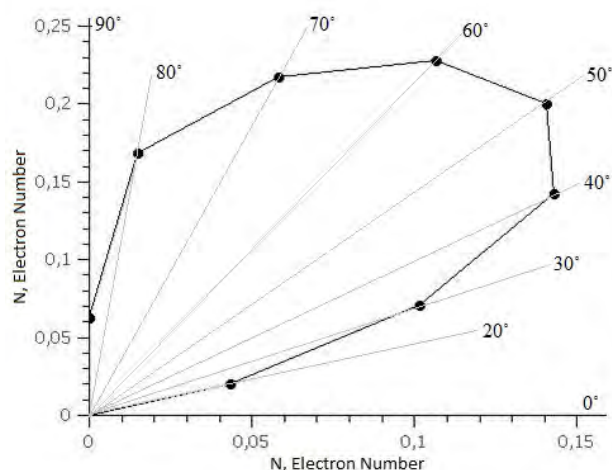
*Є.О. Петренко<sup>1</sup>, М.В. Макарець<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*Київський Національний Університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет.  
просп. Акад. Глушкова 2, корп.1. Київ. 03022. ievgeniip@gmail.com*

В цій роботі вивчалися деталі функціонування деяких електронних пристроїв, таких як електронний мікроскоп та мікрострічковий металевий детектор [1]. Коли електронний пучок проходить крізь плівку-мішень він утворює рій вторинних електронів, частина яких покидає мішень. Детектори реєструють електрони, які залишили тіло. Деякі аспекти поведінки цих електронів були досліджені в даній роботі.

Було використано класичний підхід і для побудови траєкторії руху електронів всередині твердого тіла був обраний оптичний потенціал в якості електрон-атомної взаємодії [2]. Іонізація електронів з атомних рівнів була розрахована в рамках моделі Кіма-Руда [3]. В якості електрон-фононої взаємодії використовується градієнт від електрон-атомної взаємодії.

Створено пакет програм, в якому в рамках методу Монте-Карло розраховані параметри зіткнення (тип зіткнення, кути розсіяння і т.п.) та траєкторії первинних та всіх порядків вторинних електронів до тих пір доки енергія їх руху не стане меншою за роботу виходу в мішені. На малюнку показана залежність середньої питомої кількості електронів від кута вильоту з мішені. Для її розрахунку був обраний інтервал кутів (наприклад, від 10 до 20 градусів) та порахована кількість електронів що розсіялися під цими кутами та ділилась на повну кількість розсіяних електронів. Основна кількість електронів розсіється під деяким кутом як бризки. Також було отримано спектр вторинних електронів, профіль руху рою електронів всередині твердого тіла та залежність кількості вторинних електронів від товщини плівки (мішені).



*Кутова залежність питомої кількості вторинних електронів, які залишили тіло (розсіяні електрони).*

Висновки: таким чином було встановлено, що врахування лише кількох процесів дає загальну картину поведінки руху частинок в твердому тілі. При нормальному падінні електронів на мішень основна їх кількість розсіюється під кутом близьким до 45 градусів.

- [1] Pugach V.M. et all. Phys. Rev. A 70, 013603 (2008).
- [2] Chadan K. at all. J. Math. Phys.-2001.-Vol.42,№9.-P.4031-4049.
- [3] Kim Y.-K., Rudd M.E. Phys. Rev.-1994.-Vol.A50,№5.-P.3954-3967.

## Пошуки подвійного $\beta$ розпаду ізотопів платини за допомогою наднизькофонової $\gamma$ спектроскопії

*О.Г. Поліщук<sup>1</sup>, П. Беллі<sup>2</sup>, Р. Бернабей<sup>2,3</sup>, Ф.А. Даневич<sup>1</sup>, А. Інчікитті<sup>4</sup>,  
Ф. Каппелла<sup>4,5</sup>, М. Лаубенштейн<sup>6</sup>, С. Нісі<sup>6</sup>, С.С. Нагорний<sup>1</sup>, В.І. Третьяк<sup>1</sup>,  
Р. Черулі<sup>6</sup>*

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

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

<sup>3</sup> Фізичний факультет Римського університету „Тор Вергата”, Рим, Італія

<sup>4</sup> Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі „Ла Сапієнца”, Рим, Італія

<sup>5</sup> Фізичний факультет Римського університету „Ла Сапієнца”, Рим, Італія

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

Пошук процесів подвійного бета розпаду ядер  $^{190}\text{Pt}$  та  $^{198}\text{Pt}$  був здійснений за допомогою наднизькофонового германієвого  $\gamma$  спектрометра об'ємом  $468\text{ см}^3$  у Національній підземній лабораторії Гран-Сассо (глибина 3600 м водного еквіваленту) в Італії. Після 1815 годин набору даних зі зразком платини масою 42.5 г були встановлені обмеження на процеси подвійного захоплення електронів ( $2\varepsilon$ ) та захоплення електрона з випромінюванням позитрона ( $\varepsilon\beta^+$ ) в ядрах  $^{190}\text{Pt}$  на рівні  $T_{1/2} \geq 10^{14} - 10^{16}$  років, що на 3-5 порядків перевищує чутливість попереднього експерименту. Зокрема, на можливе резонансне подвійне електронне захоплення в ізотопі  $^{190}\text{Pt}$  було поставлено обмеження  $T_{1/2} \geq 3.3 \times 10^{16}$  років. Вперше встановлено обмеження на період напіврозпаду відносно подвійного бета розпаду ядра  $^{198}\text{Pt}$  на перший збуджений стан  $^{198}\text{Hg}$ :  $T_{1/2} > 4.0 \times 10^{18}$  років. В ході експерименту досліджено радіоактивне забруднення зразку платини. Для покращення чутливості експерименту планується провести додаткові виміри із зразком платини більшої маси.

# ЯДЕРНІ ПРОЦЕСИ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ ЛЕГКИХ ЯДЕР ТА ПОТЕНЦІАЛИ ЯДРО-ЯДЕРНОЇ ВЗАЄМОДІЇ

О.А. Понкратенко

*Інститут ядерних досліджень НАН України*

У пропонованій оглядовій доповіді основних результатів експериментальних досліджень ядерних процесів при взаємодії важких іонів з легкими ядрами та результатів аналізу експериментальних даних у рамках сучасних теоретичних моделей будуть висвітлені такі питання:

- 1. Актуальні проблеми фізики важких іонів у дослідженні структури легких ядер та їх взаємодії.*
- 2. Пружне та непружне розсіяння ядер як основне експериментальне джерело дослідження потенціалів взаємодії ядер, отримання відомостей про природу збуджених станів ядер та їх деформацію в основних і збуджених станах.*
- 3. Роль одно- та двоступінчастих передач нуклонів і кластерів при взаємодії легких ядер та кластерна структура цих ядер.*
- 4. Ядерні реакції з важкими іонами як джерело отримання та вивчення властивостей нестабільних екзотичних ядер.*
- 5. Основні результати та висновки.*

# СЕРЕДНІ РЕЗОНАНСНІ ПАРАМЕТРИ ЯДЕР РУТЕНІЮ Й ПАЛАДІЮ

*М. М. Правдивий, І. О. Корж, М. Т. Склад*

*Інститут ядерних досліджень НАНУ, Київ*

Дана робота присвячена визначенню повних наборів середніх резонансних параметрів  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R'_0$ ,  $R'_1$ ,  $S_{1,3/2}$  ядер рутенію й паладію з природним складом ізотопів за допомогою розробленого нами методу. Визначення здійснено з теоретичного аналізу середніх експериментальних диференціальних перерізів пружного розсіяння нейтронів із енергією до 440 кеВ. Метод виявився плідотворним як для отримання нових даних, так і для перевірки наявних у літературі параметрів на їх відповідність експериментальним перерізам. Така перевірка була здійснена нами для повних наборів резонансних параметрів, визначених в ОІЯД (м. Дубна), і розрізнених параметрів, зокрема рекомендованих параметрів  $S_0$  і  $S_1$  Брукхевенської національної лабораторії. В результаті проведеного аналізу було встановлено, що рекомендовані для обох ядер параметри не відповідають експериментальним даним. Проведені дослідження продемонстрували реальну можливість впорядкування наявних розрізнених резонансних параметрів: при задовільному описі експериментальних перерізів величини резонансних параметрів узгоджуються з залежністю їх від масового числа  $A$ , розрахованою за оптичною моделлю. Визначені нами для обох ядер повні набори резонансних параметрів задовільно описують експериментальні перерізи пружного розсіяння нейтронів і загалом краще, ніж інші досліджені нами набори параметрів. Отримані параметри добре узгоджуються з їх залежністю від масового числа  $A$ .

# Однорідність відгуку гібридного та металевого детектора TimePix до іонів низької енергії

*В.М. Пугач<sup>1</sup>, А.В. Чаус<sup>1</sup>, О.С. Ковальчук<sup>1</sup>, О.Ю. Охріменко<sup>1</sup>  
В.М. Єрмоменко<sup>2</sup>, В.Ю. Сторіжско, С.М. Хоменко<sup>2</sup>, А. В. Шелехов<sup>2</sup>,  
М. Кемпбел<sup>3</sup>, Л. Тлустос<sup>3</sup>, К. Ллопарт<sup>3</sup>, С. Поспішил<sup>4</sup>*

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

<sup>2</sup>*Інститут прикладної фізики НАН України, м. Суми*

<sup>3</sup>*ЦЕРН, м. Женева*

<sup>4</sup>*Інститут експериментальної та прикладної фізики, м. Прага*

Досліджено однорідність відгуку мікро-піксельного детектора TimePix, як можливого елемента електронної фокальної площини мас-спектрометра. TimePix представляє собою систему із 256 x 256 пікселів (55 мкм<sup>2</sup>) [1]. Зчитування даних із 65536 детекторних комірок здійснюється через USB-port комп'ютера. Детектори були досліджені на лазерному мас-спектрометрі (Інститут прикладної фізики НАН України, м. Суми) [2]. В режимі реального часу отримували двовимірне зображення розподілу інтенсивності різних іонів (енергія двохзарядних іонів 22.2 кеВ) в фокальній площині. Проекція цих розподілів на вісь мас відповідає інтенсивності кожного конкретного ізотопу відповідно до його концентрації в досліджуваному зразку.

В даній роботі для дослідження однорідності відгуку гібридного та металевого детектора TimePix було виконано вимірювання з одночасною реєстрацією кількох ізотопів цирконію. Детектор був умовно поділений на три горизонтальних зони, досліджених в окремих трьох експозиціях з відповідним переміщенням детектора в вертикальній площині. Ідеально однорідний детектор для кожної з експозицій мав би зареєструвати ізотопний розподіл іонів цирконію згідно відомим табличним даним про їх природну розповсюдженість. Рівень відхилення вимірюного процентного співвідношення ізотопів цирконію від табличних даних для трьох положень детектора і характеризує рівень однорідності відгуку детектора в різних його ділянках. Виміряна варіація відгуку по трьом смугам досліджуваних детекторів не перевищувала +/- 1 % .

1. X. Llopart, R. Ballabriga, M. Campbell, L. Tlustos, W. Wong. Nucl. Instr. and Meth. A 581 (2007) 485
2. V. Pugatch et all., «Hybrid micropixel detector at focal plane of the mass-spectrometer», Nucl. Phys. and Atomic Energy, t.10 № 4 (2009) 424.



# Металевий детектор TimePix для вимірювання розподілу дози на багато-пучковій біомедичній лінії ID17 ESRF.

*В.М. Пугач<sup>1</sup>, А.В. Чаус<sup>1</sup>, О.С. Ковальчук<sup>1</sup>, О.Ю. Охріменко<sup>1</sup>  
М. Кемпбел<sup>2</sup>, Л. Тлустос<sup>2</sup>, К. Ллопарт<sup>2</sup>, С. Поснішил<sup>3</sup>,  
Й. Презадо<sup>4</sup>, Г. Беруєр<sup>4</sup>, М. Рінайєр<sup>4</sup>*

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

<sup>2</sup> *ЦЕРН, м. Женева*

<sup>3</sup> *Інститут експериментальної та прикладної фізики, м. Прага*

<sup>4</sup> *Європейський центр синхротронного випромінювання*

Проблемою фракціонованої радіаційної терапії є вимірювання дози, отримуваної пацієнтом в процесі опромінення на багато-пучковому обладнанні. В режимі реального часу на пучку ID17 Європейського центру синхротронного випромінювання (м. Гренобль, Франція) було досліджено можливість використання для цієї мети металевих мікродетекторів (експеримент МІ1056). До цих пір такі вимірювання здійснювалися за допомогою спеціальних плівок. Але за їх допомогою можна отримати розподіл по дозі і в просторі лише через 48 години після опромінення.

Пучок синхротронного випромінювання на біо-медичній лінії ID17 (ESRF) мав такі характеристики: енергія від 20 до 500 кеВ з максимумом біля 150 кеВ, інтенсивність  $2 \cdot 10^9$  фотонів/(с\*мм<sup>2</sup>), розподілена між 8 або 16 пучками з розмірами 600 мкм та відстанню між ними 600 мкм при повній ширині зони опромінення до 16 мм.

Металевий режим детектора TimePix [1] був реалізований нами раніше в дослідженнях з іонами низької енергії [2]. Конструктивно в даному експерименті він полягає в тому, що реєстрація фотонів відбувається безпосередньо металевими електродами польового транзистора вхідного каскаду зарядо-чутливого підсилювача. Для підвищення ефективності збирання вторинних електронів над поверхнею усієї (256 х 256) матриці електродів (діаметр біля 50 мікронів кожний) за допомогою металеві сітки створено прискорювальне електричне поле.

Представлено результати вимірювання вперше в режимі реального часу розподілу дози по пучкам за допомогою детектора TimePix. Відношення максимальної дози від пучків (біля 7 Грей) до мінімальної дози в проміжках між пучками складає величину (7 +/- 0.3). Дані по спеціальним плівкам дали для цього ж відношення величину біля (10 +/- 0.5). Обговорюються можливі причини неузгодженості одержаних даних.

1. X. Llopart, R. Ballabriga, M. Campbell, L. Tlustos, W. Wong. Nucl. Instr. and Meth. A 581 (2007) 485
2. V. Pugatch et al., «Hybrid micropixel detector at focal plane of the mass-spectrometer», Nucl. Phys. and Atomic Energy, t.10 № 4 (2009) 424.

# Динаміка ядерного поділу в присутності квантових флуктуацій

*С.В. Радіонов*

Інститут Ядерних Досліджень НАН України

В данній роботі досліджується загальна проблема ролі яку відіграють квантові флуктуації в динаміці поділу важких атомних ядер. В рамках ланжевенівського підходу до динаміки поділу, ми врахували квантові флуктуації колективних змінних форми ядра. Було показано як час релаксації колективних збуджень та температура ядра визначають різні часові режими квантового рівняння Ланжевена. Також було проаналізовано можливі прояви різних режимів квантової колективної динаміки в характеристиках ядерного поділу, що вимірюються на експерименті.

# ПОРІВНЯННЯ ПОТЕНЦІАЛІВ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР



*А. Т. Рудчик, Ю. М. Степаненко, А. А. Рудчик, О. А. Понкратенко,  
В. В. Улещенко*

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

З метою дослідження *відмінностей* потенціалів взаємодії ядер  $^9\text{Be}$  з різними за структурою ядрами  $^{16}\text{N}$  і  $^{16}\text{O}$

- 1) визначено параметри потенціалу взаємодії ядер  $^{16}\text{O} + ^9\text{Be}$  з аналізу експериментальних даних пружного розсіяння цих ядер при енергіях  $E_{\text{с.ц.м.}} = 5,4 - 100,9$  МеВ за оптичною моделлю (ОМ) та методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР);
- 2) у рамках МЗКР досліджено роль реорієнтації ядра  $^9\text{Be}$  в пружному розсіянні ядер  $^{16}\text{O} + ^9\text{Be}$  при різних енергіях для підвищення достовірності визначення параметрів потенціалу взаємодії цих ядер;
- 3) встановлено енергетичну залежність параметрів потенціалу взаємодії ядер  $^{16}\text{O} + ^9\text{Be}$  для порівняння параметрів цього потенціалу з параметрами потенціалу взаємодії ядер  $^{16}\text{N} + ^9\text{Be}$  при однаковій енергії в с.ц.м.;
- 4) розраховано фолдінг-потенціали взаємодії ядер  $^{16}\text{N} + ^9\text{Be}$  та  $^{16}\text{O} + ^9\text{Be}$ ;
- 5) встановлено основні характерні відмінності потенціалу взаємодії ядер  $^{16}\text{N} + ^9\text{Be}$ , визначеного з аналізу експериментальних даних реакції  $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{N})^9\text{Be}$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}(^{18}\text{O}) = 114$  МеВ [1], з потенціалом взаємодії ядер  $^{16}\text{O} + ^9\text{Be}$  при енергії  $E_{\text{с.ц.м.}} = 29$  МеВ.

1. *А.Т. Рудчик, Ю.М. Степаненко, А.А. Рудчик та ін. Механізми реакції  $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{N})^9\text{Be}$  та потенціал взаємодії ядер  $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$  // Ядерна фізика та енергетика. – 2011. – Т. 12. (в друку).*

# Математичне урахування впливу апаратної функції при реєстрації експериментальних даних

О.М. Соколов

# Математический учет влияния аппаратной функции при регистрации экспериментальных данных

А.М. Соколов

Регистрация экспериментальных данных аппаратурой, (если она линейна), описывается интегральным уравнением Фредгольма 1-го рода

$$\int_a^b K(t,s)x(s)ds = y(t), \quad t \in [c,d], \quad (\text{в операторном виде } Kx = y), \quad (1)$$

где  $x(s)$  – интересующая нас исходная зависимость,  $y(t)$  – зарегистрированная аппаратурой зависимость,  $K(t,s)$  – аппаратная функция, предполагаемая заданной.

Известно, что решение уравнения (1) неустойчиво к изменениям в правой части [1]. На практике, вместо  $y(t)$  бывает получена  $y_\delta(t)$  - правая часть с погрешностью, уровень которой  $\delta$ :

$$\|y(t) - y_\delta(t)\|_{L_2} \leq \delta. \quad (2)$$

Поэтому в этих условиях для решения уравнения (1) приходится применять специальные устойчивые методы, например, метод регуляризации [1], когда решение уравнения (1) с правой частью  $y_\delta(t)$  заменяется задачей на минимум сглаживающего функционала Тихонова  $\|Kx - y_\delta\|_{L_2}^2 + \alpha \|x\|_{W_2^1}^2$ , которая, в свою очередь, приводит к решению соответствующего уравнения Эйлера

$$K^* Kx + \alpha(x - x'') = K^* y_\delta. \quad (3)$$

Выбор параметра регуляризации  $\alpha$  имеет решающее значение в методе регуляризации. Выбор по принципу невязки [2] желательно дополнить анализом свойств решения с использованием априорной информации о нем. Например, если известно, что регистрируется дискретный сигнал вида  $x(s) = \sum c_i \cdot \delta(s - p_i)$ , то, решая (3), можно определить число и примерное положение компонент  $x(s)$ , а после этого перейти к задаче, решение которой устойчиво

$$\min_{c_i, p_i} \left\| \sum_{i=1}^N c_i K(t, p_i) - y_\delta(t) \right\|_{L_2}^2. \quad (4)$$

При решении уравнения (3) производится конечно-разностная аппроксимация интегральных и дифференциальных операторов и задача сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений.

В важном частном случае  $K(t,s) = K(t - s)$  при решении (3) удобно применить преобразование Фурье и свести задачу к алгебраическому уравнению для преобразованных функций. Разрешив его относительно преобразования Фурье для регуляризованного решения, применяют к нему обратное преобразование Фурье.

1. А.Н. Тихонов, В.Я. Арсенин. *Методы решения некорректных задач*. -М.: Наука, 1979.
2. В.А. Морозов. *Регулярные методы решения некорректно поставленных задач*. - М.: изд. МГУ, 1974.

# Напівемпіричний метод розрахунків факторів подавлення сцинтиляційного сигналу для іонів в сцинтиляторах

*В.І. Третяк*

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Представлений напівемпіричний метод розрахунків факторів подавлення сцинтиляційного сигналу для іонів в сцинтиляторах, що базується на класичній формулі Біркса з повними енергетичними втратами для електронів та іонів, що обчислюються за допомогою програм ESTAR та SRIM, відповідно. Метод має тільки один параметр підгонки (фактор Біркса  $k_B$ ), який може мати різні значення для одного й того ж матеріалу в різних умовах вимірювань та обробки даних. Використовується гіпотеза, що значення  $k_B$ , отримане із підгонки даних для частинок одного типу в якомусь енергетичному діапазоні (наприклад, для  $\alpha$  частинок з енергіями кілька МеВ від внутрішнього радіоактивного забруднення детектора), може бути використане для обчислення факторів подавлення для частинок інших типів та з іншими енергіями (наприклад, для низькоенергетичних іонів) – якщо всі дані зібрані в однакових експериментальних умовах та обробляються однаковим способом. Застосування методу демонструється на багатьох прикладах, включаючи матеріали з різними сцинтиляційними механізмами: органічних сцинтиляторах (твердий  $C_8H_8$ , рідкі  $C_{16}H_{18}$ ;  $C_9H_{12}$ ); кристалічних сцинтиляторах (чисті  $CdWO_4$ ;  $PbWO_4$ ;  $ZnWO_4$ ;  $CaWO_4$ ;  $CeF_3$  та доповані  $CaF_2(Eu)$ ,  $CsI(Tl)$ ,  $CsI(Na)$ ,  $NaI(Tl)$ ); рідких благородних газах (LXe, LAr).

# Перше спостереження $\alpha$ розпаду $^{190}\text{Pt}$ на збуджений рівень $^{186}\text{Os}$

*В.І. Третьяк<sup>1</sup>, П. Беллі<sup>2</sup>, Р. Бернабей<sup>2,3</sup>, Ф. Каппелла<sup>4,5</sup>, Р. Черулли<sup>6</sup>,  
Ф.А. Даневич<sup>1</sup>, А. Інчікитті<sup>4</sup>, М. Лаубенштейн<sup>6</sup>, С.С. Нагорний<sup>1</sup>, С. Нісі<sup>6</sup>,  
О.Г. Поліщук<sup>1</sup>*

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

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

<sup>3</sup> Фізичний факультет Римського університету „Тор Вергата”, Рим, Італія

<sup>4</sup> Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі „Ла Салієнца”, Рим, Італія

<sup>5</sup> Фізичний факультет Римського університету „Ла Салієнца”, Рим, Італія

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

Експеримент з метою пошуку  $\alpha$  розпаду природних ізотопів платини, що супроводжуються випромінюванням  $\gamma$  квантів, проведений глибоко під землею (3600 м водного еквіваленту) у Національній лабораторії Гран Сассо Національного інституту ядерної фізики (Італія). Зразок платини масою 42.5 г з природним ізотопним складом був виміряний за допомогою низькофонового HP Ge детектора об'ємом 468 см<sup>3</sup> протягом 1815 годин. Вперше був спостережений альфа розпад ізотопу  $^{190}\text{Pt}$  на перший збуджений рівень  $^{186}\text{Os}$  ( $J^\pi = 2^+$ ,  $E_{\text{exc}} = 137.2$  кеВ) з періодом напіврозпаду  $T_{1/2} = 2.6^{+0.4}_{-0.3}(\text{stat.}) \pm 0.6(\text{syst.}) \times 10^{14}$  р. Обмеження на періоди напіврозпаду для інших ізотопів Pt були встановлені на рівні  $T_{1/2} = 10^{16} - 10^{20}$  р.

# ІОНІЗАЦІЯ АТОМА ПРИ АНІГІЛЯЦІЇ ПОЗИТРОНА ТА К-ЕЛЕКТРОНА ПРИ $\beta^+$ -РОЗПАДІ

*С.М.Федоткін*

# ИОНИЗАЦИЯ АТОМА ПРИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНА С К ЭЛЕКТРОНОМ ПРИ $\beta^+$ -РАСПАДЕ

*С.Н.Федоткин*

*Институт ядерных исследований НАН Украины*

При падении пучка позитронов на атом кроме обычной однофотонной аннигиляции возможны безрадиационные процессы, когда происходит ионизация атомной оболочки или возбуждение ядра. Аналогичные процессы имеют место и при  $\beta^+$ -распаде. В этом случае может происходить возбуждение дочернего ядра или атомной оболочки при аннигиляции испущенного в процессе  $\beta^+$ -распада позитрона с одним из электронов дочернего атома. Возбуждение дочернего ядра  $^{45}\text{Sc}$  при аннигиляции позитрона, испущенного при  $\beta^+$ -распаде ядра  $^{45}\text{Ti}$ , с одним из электронов дочернего атома исследовался экспериментально [1]. Теоретический расчет вероятности этого процесса дает величину на два порядка меньше экспериментального значения. В связи с этим, а также для получения более цельной картины, представляет интерес исследование ионизации атомной оболочки при аннигиляции позитрона, испущенного при  $\beta^+$ -распаде, с электроном дочернего атома. Рассмотрен наиболее вероятный случай, когда аннигиляция позитрона происходит с К-электроном, а выделенная при этом энергия передается другому К-электрону. Получено следующее выражение для вероятности  $W_{\beta^+K}$  аннигиляции испущенного при  $\beta^+$ -распаде позитрона с К-электроном дочернего атома и выбивании из атомной оболочки второго К-электрона [2]:

$$W_{\beta^+K} = \frac{4\alpha^2(Zm\alpha)^6}{\pi^3} |M_{FI}^\beta|^2 I_{\beta^+K},$$

где  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры,  $Z$ - заряд ядра,  $m$  – масса электрона,  $M_{FI}^\beta$  - ядерный матричный элемент  $\beta^+$ -распада, а  $I_{\beta^+K}$  - интеграл по всем допустимым энергиям нейтрино и вылетевшего электрона, определенный в работе [2]. В случае  $\beta^+$ -распада ядра  $^{45}\text{Ti}$  получена следующая оценка для числа случаев аннигиляции позитрона с К-электроном с выбиванием другого К-электрона на один акт  $\beta^+$ -распада

$$\frac{W_{\beta^+K}}{W_{\beta^+}} \approx 4 \cdot 10^{-6}.$$

Это отношение приблизительно на три порядка больше числа случаев возбуждения дочернего ядра  $^{45}\text{Sc}$  при аннигиляции позитрона с К-электроном на один акт  $\beta^+$ -распада ядра  $^{45}\text{Ti}$ . Проведено сопоставление различных процессов аннигиляции при падении на атом внешнего пучка позитронов и при  $\beta^+$ -распаде.

1. Г.П.Борозенец, И.Н.Вишневский, В.А.Желтоножский, Ядер.физ. **43**, 14 (1983).
2. С.Н.Федоткин, Ядер.фізика та енергетика, **11**, 233(2010).

Результати експерименту з пошуку  $2\beta$  розпаду  $^{106}\text{Cd}$   
за допомогою сцинтиляційного кристалу  $^{106}\text{CdWO}_4$

*Д.М. Черняк<sup>1</sup>, П. Беллі<sup>2</sup>, Р. Бернабей<sup>2,3</sup>, Р.С. Бойко<sup>1</sup>, В.Б. Бруданін<sup>4</sup>,  
Я.В. Васільєв<sup>5</sup>, Ф.А. Даневич<sup>1</sup>, С. д'Анжело<sup>2,3</sup>, Є.Н. Галашов<sup>5</sup>,  
А. Інчікитті<sup>6</sup>, Ф. Каппелла<sup>6,7</sup>, В.В. Кобичев<sup>1</sup>, Б.М. Кропив'янський<sup>1</sup>,  
В.М. Кудовбенко<sup>1</sup>, С.С. Нагорний<sup>1</sup>, Ф. Ноццолі<sup>2</sup>, А.С. Ніколайко<sup>1</sup>,  
Д.В. Пода<sup>1,8</sup>, Р.Б. Подвіяннюк<sup>1</sup>, О.Г. Поліщук<sup>1</sup>, Ю.Г. Стенін<sup>5</sup>, Й. Сухонен<sup>9</sup>,  
В.І. Третьяк<sup>1</sup>, Р. Черуллі<sup>8</sup>, В.Н. Шлегель<sup>5</sup>*

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

<sup>2</sup> Національний ін-т ядерної фізики, відділення у Римі „Тор Вергата”, Рим, Італія

<sup>3</sup> Фізичний факультет Римського університету „Тор Вергата”, Рим, Італія

<sup>4</sup> Об'єднаний Інститут ядерних досліджень, Дубна, Росія

<sup>5</sup> Інститут неорганічної хімії ім. А.В. Ніколаєва, Новосибірськ, Росія

<sup>6</sup> Національний ін-т ядерної фізики, відділення у Римі „Ла Сапієнца”, Рим, Італія

<sup>7</sup> Фізичний факультет Римського університету „Ла Сапієнца”, Рим, Італія

<sup>8</sup> Національна лабораторія Гран Сассо, Ассерджі, Італія

<sup>9</sup> Університет Ювяскюля, Ювяскюля, Фінляндія

Експеримент з пошуку подвійного бета розпаду ( $2\beta$ )  $^{106}\text{Cd}$  за допомогою сцинтиляційного кристалу вольфрамату кадмію  $^{106}\text{CdWO}_4$  масою 215 г (збагаченого ізотопом кадмію-106 до 66%) проводиться у Національній лабораторії Гран-Сассо (Італія). З попередньої обробки даних, накопичених за 4972 години низькофононих вимірювань, встановлено нові обмеження на періоди напіврозпаду відносно різних мод і каналів  $2\beta$  розпаду  $^{106}\text{Cd}$  на рівні  $T_{1/2} \sim 10^{19} - 10^{20}$  років. Зокрема, отримано нові обмеження на періоди напіврозпаду відносно подвійного електронного захоплення ( $2\varepsilon$ ), електронного захоплення з випромінюванням позитрону ( $\varepsilon\beta^+$ ) та подвійного позитронного розпаду ( $2\beta^+$ )  $^{106}\text{Cd}$ :  $T_{1/2}(0\nu2\varepsilon) > 2.5 \times 10^{20}$  р.,  $T_{1/2}(2\nu\varepsilon\beta^+) > 4.7 \times 10^{19}$  р. та  $T_{1/2}(2\nu2\beta^+) > 1.6 \times 10^{20}$  р. Обмеження на резонансне  $0\nu2\varepsilon$  захоплення становить  $T_{1/2}(0\nu2K) > 1.7 \times 10^{20}$  р. та  $T_{1/2}(0\nuLK) > 6.8 \times 10^{20}$  р. Можливість резонансного підсилення  $0\nu2\varepsilon$  процесу оцінено в рамках квазічастинкового наближення випадкових фаз (QRPA-наближення).



# Дослідження радіаційного розпаду $B_s^0$ мезона в експерименті LHCb

В.М. Яковенко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Universite Paris-Sud XI, LAL, CNRS/IN2P3, Orsay, France*

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

LHCb (Large Hadron Collider beauty) є одним з чотирьох основних експериментів (1), що побудовані на прискорювальному комплексі LHC (Large Hadron Collider), де заплановані протон-протонні зіткнення при енергії 14 TeV в системі центру мас, а також важкойонні зіткнення. Комплекс вдало розпочав свою роботу в грудні 2009 року. Головна мета експерименту LHCb – точне дослідження порушення CP-симетрії в розпадах B-мезонів, дослідження їх рідких каналів розпадів і пошук Нової Фізики (НФ) в B секторі.

Вивчення радіаційних розпадів дає багатообіцяючі перспективи до пошуку фізики за рамками Стандартної Моделі (СМ). Свідчення НФ можуть проявлятися через переходи в петлях пінгвінних діаграм, де можливі взаємодії за участю нових важких віртуальних частинок. Ретельні дослідження цих розпадів здатні значно обмежити кількість теоретичних припущень щодо тих чи інших сценаріїв НФ, включаючи суперсиметричні моделі.

Розпади B-мезонів – події з дуже малою ймовірністю ( $10^{-3}$ – $10^{-10}$ ). Тому потрібен ефективний алгоритм відбору подій, для подальшого їх аналізу. Було вибрано ряд обмежень та проведена їхня оптимізація.

Обраховано річний вихід сигналу  $B_s \rightarrow \phi\gamma$  при номінальній світимості LHCb, який становить біля  $10^4$  відібраних та тригерованих подій. Роздільна здатність по реконструкції інваріантної маси  $B_s$  становить близько 120 MeV/c<sup>2</sup>. Обчислене відношення сигнал-до-шуму ( $B/S < 1.9$  @ 90% CL) дозволяє позитивно оцінювати перспективи прецизійного дослідження рідкої моди розпаду мезонів  $B_s \rightarrow \phi\gamma$ .

Оцінено величину сигналу при світимості 200 пб<sup>-1</sup> - при енергії 7 TeV – біля  $10^3$  відібраних та тригерованих подій. Проілюстровано, що сигнал  $B_s \rightarrow \phi\gamma$  повинен бути спостережений вже для накопичених даних наприкінці 2010 року (інтегральна світимість 37 пб<sup>-1</sup>).