

ДОСЛІДЖЕННЯ ОБЛАСТІ ВИСОКИХ ЗБУДЖЕНЬ ЯДРА ^{24}Mg В РЕАКЦІЇ $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}, ^8\text{Be})\alpha$

З. Базрак¹, Д. Вінчігуера², О. Ю. Горюнов³, С. Зілнер², М. Латгуада²,
В. В. Осташко³, С. Тудіско², А. Туміно², С. Романо², К. Спіталері², П. Фігуера²

¹ Лабораторія експериментальної ядерної фізики інституту Р. Божковича, Загреб, Хорватія

² Національна Південна лабораторія ядерної фізики, Катанія, Італія

³ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

При повному кінематичному дослідженні чотиричастинкової реакції $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + 3\alpha$ було ідентифіковано ряд збуджених станів ядра ^{24}Mg з області енергій збудження 35 - 52 MeV, що проявляються в парі $^{16}\text{O}_{\text{g.s.}} + ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$. Енергетична ширина цих рівнів біля 1 MeV. Не всі значення енергетичних положень визначених рівнів вкладаються в енергетичну залежність, як для ротаційної смуги з моментом інерції 93 keV, що можна трактувати як прояв різних типів деформації ядра ^{24}Mg .

Вступ

Отримувана останнім часом експериментальна інформація про область високих збуджень ядра ^{24}Mg демонструє цікаві характеристики, що попередньо передбачалися як такі, що можуть проявлятися при структурній побудові ^{24}Mg з α -частинок та/або комплексів α -частинок. Дослідження в цьому напрямку розпочалися з 90-х років [1], коли у функції збудження процесу $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}(0^+_{2}) + ^{12}\text{C}(0^+_{2})$ спостерігалася незвичайно широка ($\Gamma \sim 5$ MeV) нерегулярність в області енергії, що відповідає енергії збудження ядра ^{24}Mg , рівній $E_x = 46,4$ MeV.

Попередньо виконані теоретичні дослідження на той час змогли пояснити наявність резонансу в такій області енергій лише за умови існування дуже витягнутої в просторі, майже в лінію, конфігурації з шести α -частинок. Незвичність такого пояснення підтверджувало необхідність його подальшого вивчення й стимулювало ряд нових експериментів у напрямку дослідження ядер, де проявляються в тому чи іншому вигляді властивості складових α -частинок.

Зокрема, область високих збуджень ядра ^{24}Mg досліджувалася, у першу чергу, з використанням вхідного каналу $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ при ідентифікації різноманітних комбінацій ядер у вихідному каналі, починаючи від пружного й непружного розсіяння і до передачі декількох α -частинок [2 - 7]. Було отримано велику кількість інформації з таких експериментів, яка, однак, не надала можливості зробити надійний висновок про єдину можливість побудови резонансу ядра ^{24}Mg при енергії збудження 46,4 MeV як ланцюжка з шести α -частинок [8]. З другого боку, був набутий великий об'єм експериментальних даних про високозбуджені стани ^{24}Mg . Ця інформація стала використовуватися для перевірки вірогідності різноманітних кластерних моделей побудови ядра ^{24}Mg зі складових α -частинок на основі ідентифікації розрахованих у цих теоріях положень збуджених станів з експериментальними даними [12, 20, 21]. У цих теоріях для ядра ^{24}Mg передбачається існування структури збуджених станів як ізомерів форми: сплющеної вздовж осі обертання та тривимірної (наявність трьох осей обертання), витягнутої - з великим ступенем деформації. Збуджені стани в цих теоріях передбачаються до енергії збудження 40 - 55 MeV, а спіни до 20 $\hbar$.

Слід зауважити, що ще на початку 80-років було отримано оригінальні результати при експериментальному й теоретичному вивченні α -кластерних ядер. Зокрема, при дослідженні енергетичної залежності реакцій $^6\text{Li}(d, \alpha)\alpha$ і $^7\text{Li}(p, \alpha)t$ та пружного розсіяння $^3\text{He} + ^4\text{He}$ і $^4\text{He} + ^4\text{He}$ вперше спостерігалися резонанси при досить високих енергіях збудження і, навіть, вище енергії повного розвалу [22, 23]. Вони мали пояснення своєї фізичної природи в рамках алгебраїчної теорії методу резонуючих груп як конкуренція нуклонних і α -кластерних ступенів свободи в ядрах ^7Be і ^8Be [24, 25].

В експериментальній функції збуджень реакції $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{16}\text{O})^8\text{Be}$ спостерігається резонансноподібна структура, що відповідає наявності ряду збуджених станів ядра ^{24}Mg в області енергій в с.д.м. до 35 МеВ [9 - 11]. Аналіз кутових розподілів поліномами Лежандра, що був проведений для даних при енергії в максимумах функції збудження, показав можливість описати, з певною мірою довіри, кутову залежність диференційного перерізу з використанням одного чи двох сусідніх домінуючих значень орбітального моменту складеної системи J і, таким чином, вважати, що ця область енергії близька до резонансу ^{24}Mg зі значенням спіну J . Отримані значення J , як виявилось, добре вписалися в лінійну залежність $E_{\text{cm}} \text{ vs } J \cdot (J + 1)$, як для смуги ротаційних станів однієї природи. Коефіцієнт нахилу, що був оцінений з підгонки зазначених даних спільно з аналогічними результатами при менших енергіях, склав величину біля 90 кеВ. Це значення близьке до величин, що відповідають моменту інерції системи $^8\text{Be}_{\text{gs}} - ^{16}\text{O}_{\text{gs}}$, розрахованим у теоретичному підході жорсткого ротатора. Такі стани потім були асоційовані з так званими D1 конфігураціями ядра ^{24}Mg , що розраховані в підході „обертальна кластерна модель” (Cranked Cluster Model) [12] як ротаційна система, що складається з кора $^{16}\text{O}_{\text{gs}}$ та двох α -частинок. Але, все-таки, важко однозначно сказати про симетрію (просторову форму) збуджених станів, зібраних в одну залежність $E(J)$, тому що за розрахунками для витягнутої (prolate) конфігурації значення моменту інерції є 94 кеВ, а для конфігурації з трьома ступенями вільності (triaxial) – 90 кеВ [12]. Момент інерції, отриманий в розрахунках на основі підходу Хартрі - Фока становить 60 – 75 кеВ і також залежить від ступеня симетрії.

Дослідження функцій збудження ядра ^{24}Mg з ухилом на оцінку ролі α -кластерів історично розпочалося з використанням реакції $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}_{\text{gs}})^8\text{Be}_{\text{gs}}$. Реакція достатньо проста в експериментальному плані, але має досить суттєві проблеми при подальшому аналізі. Конкретне значення енергії пучка ^{12}C дає лише конкретне значення енергії збудження складеної системи ^{24}Mg . І навіть якщо б кутові перерізи було отримано з дуже малим енергетичним кроком, завжди залишається питання: чи достатній кутовий інтервал диференційного перерізу досліджено, щоб бути впевненим в однозначності підгонки за поліномами Лежандра, а також (або) за ознакою енергетичної залежності якого параметра (інтегральний переріз процесу, диференційні перерізи під яким кутом чи області кутів) слід вважати, що проявляється резонанс складеної системи? Ці та інші проблеми на сьогодні проявилися в тому, що, наприклад, експериментальне енергетичне положення збудженого стану ^{24}Mg з $J = 12$ пропонується різним - від 10 до 20 МеВ, і, взагалі, експериментальні енергетичні межі положень станів сусідніх J перекриваються.

Альтернативним до експериментів з бінарними реакціями шляхом по дослідженню збуджених (у тому ряду й високозбуджених) станів є дослідження розвалу цього ядра як проміжної системи в поетапних бінарних кроках багаточастинкових процесів. Відомою важливою перевагою такого методу є можливість дослідження широкої області енергії збуджень проміжної системи при використанні конкретного значення енергії частинок пучка. Відомим недоліком є складність в отриманні достатньої статистики.

Нами раніше було проведено дослідження розпаду збуджених станів ядер ^{24}Mg в реакції $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + \alpha + ^8\text{Be}$, при збігах ідентифікованого за dE - E-методикою ядра ^{16}O з неідентифікованою частинкою, яка, як буде пояснено нижче, з великою ймовірністю є α -частинкою. Стан ядра ^8Be не ідентифікувався, а вважалось, що це тільки основний стан і розрахунок лабораторної енергії ^8Be проводився, як з тричастинкової реакції. Тому експеримент було повторено з повною ідентифікацією чотиричастинкової реакції $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + 3\alpha$ і виконано аналіз експериментальних даних, що відповідають розвалу ядра ^{24}Mg через канал $^8\text{Be}_{\text{gs}} - ^{16}\text{O}_{\text{gs}}$.

Експеримент

Експериментальну частину роботи було виконано на прискорювачі Національної Південної лабораторії ядерної фізики м. Катанія (Італія) на пучку ядер ^{16}O з енергією 109 МеВ і мішені природного вуглецю.

В експерименті було застосовано спеціальну техніку колімації проходження пучка, що забезпечувала лінійні розміри умовного відбитку пучка на мішені менше 1 мм.

Для реєстрації продуктів реакції використовувалися детектуючі системи двох типів, кожна з яких була розташована по різні боки від осі пучка.

З одного боку знаходився телескоп, що складався з двох позиційночутливих напівпровідникових детекторів товщиною 1 мм і прямокутними розмірами $50 \times 10 \text{ мм}^2$ кожний (більший бік паралельний площині реакції) та розташованої перед ними іонізаційної камери. Такі розміри конструкції забезпечували ідентифікацію заряджених продуктів реакції в кутовій області площини реакції від 25 до 35° .

З другого боку осі пучка було розташовано чотири спеціальні конструкції (ARRAY), кожна з яких складалася з 12 позиційночутливих детекторів ефективною товщиною 0.8 мм по кремнію та фронтальними прямокутними розмірами $50 \times 4 \text{ мм}^2$. Детектори розташовувались один над одним (паралельними були боки з більшими розмірами) з проміжком між ними 1 мм. Кожну конструкцію було змонтовано симетрично відносно горизонтальної площини таким чином, що кутовий захват за межами площини реакції, що визначалася віссю пучка і напрямком на центр іонізаційної камери телескопа, становив від мінус 10 до плюс 10° . У площині реакції ці чотири конструкції разом забезпечували реєстрацію частинок в області кутів від 20 до 60° .

Позиційночутливі детектори, що використовувалися в даному експерименті, були найбільш вживаного типу й видавали два сигнали: один був пропорційний енергетичним втратам частинки в детекторі, а другий – пропорційний добутку значення попереднього сигналу на величину, що пропорційна відношенню відстані між точкою попадання частинки і одним з країв детектора до повної довжини детектора. Процедура визначення параметрів, що пов'язують сигнали з позиційночутливого детектора з реальними параметрами енергетичних втрат і положенням, викладено в роботі [14]. У загальному слід зауважити, що абсолютне значення кута вильоту зареєстрованої частинки в якомусь із напівпровідникових детекторів системи ARRAY визначалось з урахуванням абсолютного значення кута центра детектора, кутового „виходу” цього детектора за межі площини реакції та точкою входу частинки в детектор.

В експерименті використовувалася стандартні набори NIM електроніки для обробки сигналів телескопа - іонізаційної камери та позиційночутливих детекторів. Сигнали з 48 позиційночутливих детекторів, що були зібрані в блоки ARRAY по 12 детекторів, проходили попереднє підсилення, основне підсилення й обробку по формі спектра спеціальною електронікою, що була інтегрована в кремнієвих мікросіпах із використанням спеціальної технології [15] і розташовувалася на тильному боці збірки детекторів.

Система запису події запускала при наявності сигналу часового збігу між сигналами від іонізаційної камери та розташованим за нею позиційночутливим детектором: відкривалося часове вікно на 50 нс і записувалися сигнали всіх детекторів системи ARRAY, від яких надійшли сигнали протягом цього проміжку часу. Часові характеристики швидких сигналів по фронту імпульсу не перевищували 1 нс. Аналогові (для визначення енергії й точки попадання частинки в детектор) й часові (для схеми швидких збігів) сигнали зареєстрованої частинки проходили відповідно повільний і швидкий тракти формування з відповідною часовою затримкою для їх узгодження. В інформаційне слово про подію від кожного зі співпадаючих детекторів входили два сигнали, за якими визначалася енергія та положення попадання частинки в детектор [14], номер детектора, час затримки сигналу з цього детектора по відношенню до початку часового вікна, поточний номер події (однаковий для всіх, що надійшли в одному часовому вікні). В інформаційному слові про подію від телескопа замість часу затримки записувалося значення сигналу ΔE -детектора.

Події різної множинності (множинність – кількість зареєстрованих сигналів від реальних частинок у позиційночутливих детекторах системи ARRAY на одну подію в телескопі) сортувалися окремо. У цій роботі відповідно до умов поставленої задачі

(ідентифікація властивостей ^{24}Mg як системи $^{16}\text{O}_{\text{gs}}$ та двох α -частинок) аналізуються потрійні збіги: реєстрація в телескопі ядра кисню ^{16}O та двох неідентифікованих подій у детекторах системи ARRAY.

Калібрування енергетичної шкали позиційночутливих детекторів проводилося за пружним та непружним розсіянням $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ та реакцією $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ при енергіях 40 та 60 MeV для декількох ідентифікованих піків α -частинок, що відповідали збудженню перших станів ^{20}Ne . Енергетична шкала в області низьких енергій калібрувалася по положенню піків протонів віддачі та α -частинок джерела. Опорні дані для калібрування позиції попадання частинки в детектор було отримано при розміщенні перед детекторами в реальному експерименті чи при роботі з джерелом вертикальної решітки відомих розмірів.

Деталі та техніку проведення калібрування такого типу позиційночутливих детекторів і методику оцінки точності енергетичної та позиційної калібровки викладено в нашій попередній роботі [14]. Точність калібрування енергетичної шкали телескопа становила ~ 100 кеВ, позиційночутливих детекторів системи ARRAY близько 50 кеВ. Точність визначення точки попадання в позиційночутливий детектор була 0,5 мм, що трансформувалося в кутову точність $0,1 - 0,12^\circ$ залежно від відстані від мішені.

Аналіз експериментальних даних

Оскільки і ядро мішені ^{12}C , і ядро пучка ^{16}O за своєю атомною масою і зарядом, умовно кажучи, складаються лише з α -частинок, і враховуючи взаємне енергетичне положення в шкалі збуджених станів ^{12}C різних можливих каналів його утворення (розпаду) та аналогічні характеристики ядра ^8Be , для якого інший, не α - α , канал розпаду лежить на 16 MeV вище, можна вважати, що на додаток до ^{16}O іншими двома неідентифікованими частинками в події будуть саме α -частинки.

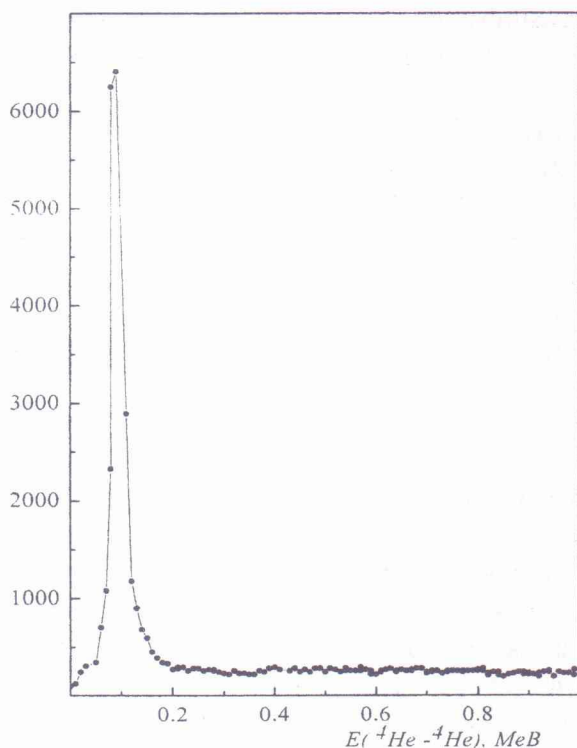


Рис. 1. Спектр відносних енергій двох неідентифікованих частинок, зареєстрованих на збігах з ^{16}O , за умови, що їх маси $M1 = M2 = 4$.

На рис. 1 представлено розрахований спектр відносних енергій двох частинок, зареєстрованих у детекторах комплексу ARRAY, що відповідають одній події, у припущенні, що маси цих частинок дорівнюють масі ядра ^4He . Пік з відносною енергією біля 100 кеВ показує, що досліджуваний канал реакції $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}, ?, ?)$ проходить з великою ймовірністю через основний стан ядра ^8Be . Це значить, що із загального набору подій, сортуючи їх за умовою, що ідентифікована частинка в телескопі є ядром ^{16}O , а відповідна йому пара частинок, що потрапила в детектори системи ARRAY, має відносну енергію, що лежить в межах піка біля 100 кеВ, відбираємо лише події, що відповідають каналу розпаду $^{16}\text{O} + ^8\text{Be}_{\text{gs}} + \alpha$.

На цьому етапі, „звівши” чотири-частинкову реакцію до тричастинкової, можемо реконструювати енергію „третьої” α -частинки і таким чином побудувати Q_3 -спектр реакції $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + ^8\text{Be}_{\text{gs}} + \alpha$ (рис. 2).

Такі Q -спектри повністю кінематично ідентифікованої реакції показують інші процеси „затрат” енергії, які не реконструю-

ються з кінематичних параметрів зареєстрованих частинок. У нашому випадку це, звичайно, можуть бути лише γ -збудження кінцевих чи проміжних продуктів реакції. Справді, на рис. 2 присутній пік в енергетичній області, що відповідає основному значенню Q -реакції $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O}_{\text{gs}} + ^8\text{Be}_{\text{gs}} + \alpha$, рівному $Q_0 = -7,27$ MeV, коли всі три вихідні частинки знаходяться в основному стані. Саме ці події будуть аналізуватися в подальшому для оцінки можливості побудови системи ^{24}Mg як $^{16}\text{O}_{\text{gs}} + ^8\text{Be}_{\text{gs}}$. Невеликий фон обабіч цього піка оцінюється не більше як 5 %, і пов'язаний з тим фоном, що „прийшов” як підкладка під піком, який відповідає основному стану ядра ^8Be на спектрі відносних енергій (див. рис. 1). Видно, що на Q_3 -спектрі є й інші піки, які, за енергетичним положенням, можна ідентифікувати як такі, що відповідають дублету збуджених станів ^{16}O при $E_x \sim 6 - 7$ MeV, що є нижче порога розвалу ^{16}O на складові. Присутні також малоінтенсивні піки, що відповідають і більш високим збудженням ^{16}O . У цьому ряду можуть бути і стани неприродної парності 0^- при $E_x = 8,87$ MeV і 2^- при $E_x = 10,96$, реалізація яких можлива, в умовах цієї реакції, як багаточастинкової. У той же час точність калібрування й велика густина відомих збуджених станів ^{16}O в області енергій $E_x > 8$ MeV не надають можливості впевнено ідентифікувати ці стани за енергетичним положенням.

До кінцевого складу ядер досліджуваної реакції можуть привести різні проміжні етапи, що схематично подано на рис. 3. Усі зазначені канали є рівноправними з точки зору можливостей застосованої експериментальної системи ідентифікації. Їх вклади визначаються законом збереження повного кутового моменту й встановленою геометрією, що дають ефективність реєстрації конкретної багаточастинкової події в геометричних умовах детекторів, сигнали яких збігаються.

Предметом нашого дослідження є канал розпаду I (див. рис. 3). Відображаючи всі події, що приводять до $^{16}\text{O}_{\text{gs}} + ^8\text{Be}_{\text{gs}} + \alpha$ в різних енергетичних шкалах, проведемо їх аналіз з метою встановлення таких обмежень, що дадуть змогу вивести із загального числа подій зі збудженням на проміжних стадіях рівнів $^{12}\text{C}^*$ і $^{20}\text{Ne}^*$ (канали 2, 3 та 4 відповідно). Для запобігання вкладу у спектр відносних енергій $^{16}\text{O}_{\text{gs}} - ^8\text{Be}_{\text{gs}}$ процесів, що йдуть через проміжні канали зі збудженням $^{20}\text{Ne}^*$ ($^{16}\text{O} + \alpha$) або/та $^{12}\text{C}^*$ ($^8\text{Be} + \alpha$) був побудований двовимірний розподіл усіх подій в енергетичних координатах відносних енергій систем $(\alpha + ^8\text{Be})$ і $(\alpha + ^{16}\text{O})$, $y \cdot x \equiv E_{\text{ц.м.}}(\alpha - ^8\text{Be}) \cdot E_{\text{ц.м.}}(\alpha - ^{16}\text{O})$ (рис. 4).

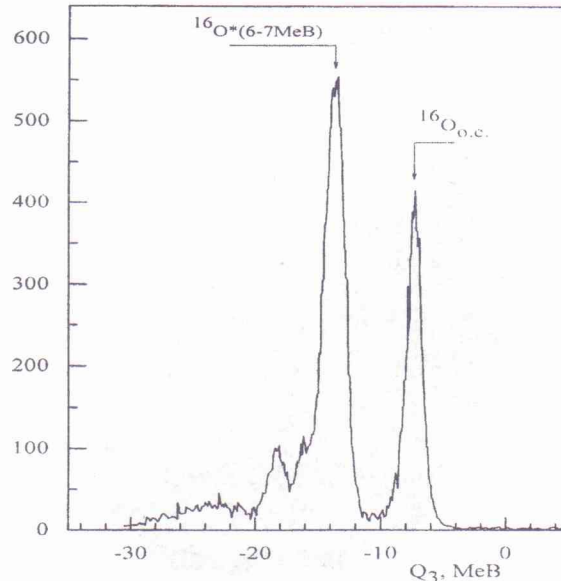


Рис. 2. Q -спектр тричастинкової реакції $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + ^8\text{Be}_{\text{gs}} + \alpha$, розрахований для основного стану ^8Be з рис. 1.

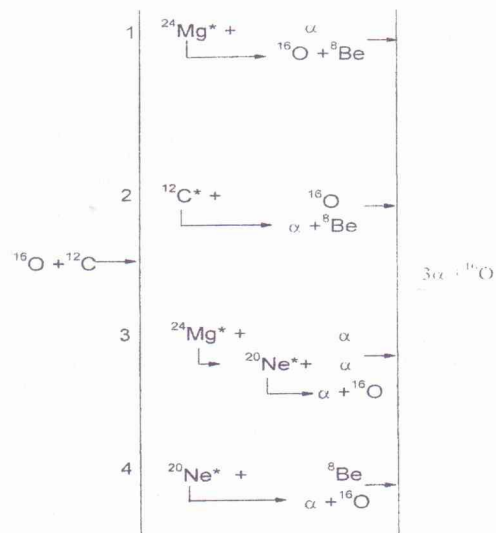


Рис. 3. Можливі проміжні канали реакції $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + 3\alpha$.

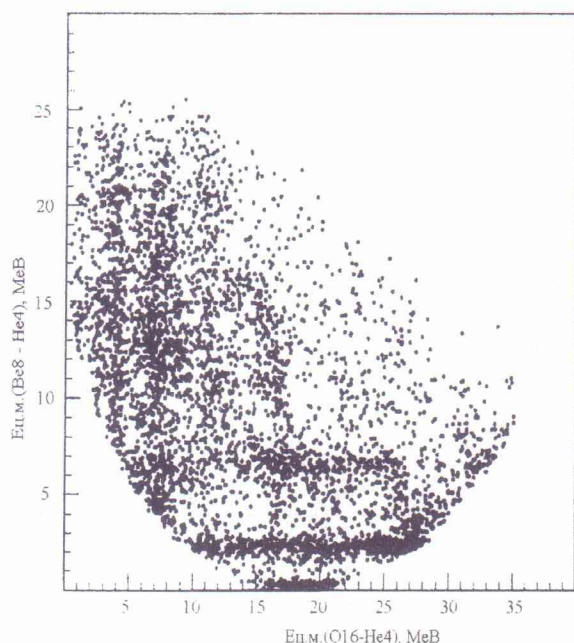


Рис. 4. Спектр потрійних збігів у координатах відносних енергій $E_{\text{ц.м.}}(^8\text{Be}_{\text{o.c.}} - \alpha) \times E_{\text{ц.м.}}(^{16}\text{O}_{\text{o.c.}} - \alpha)$.

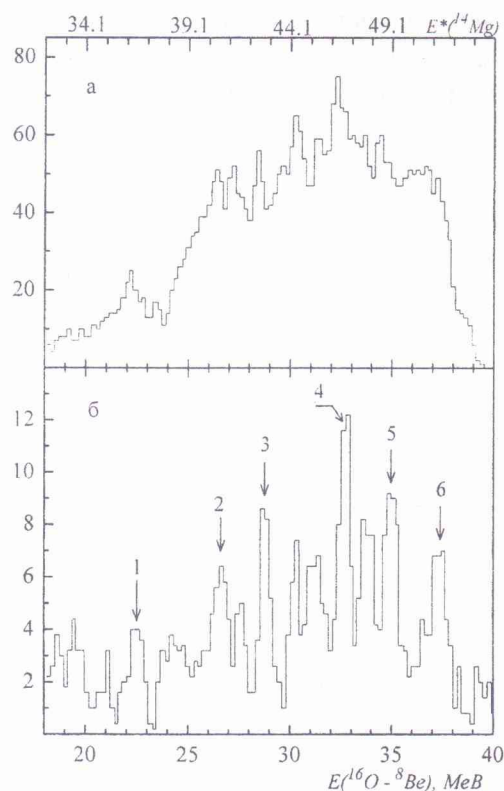


Рис. 5. Спектр відносної енергій $^{16}\text{O}_{\text{g.s.}} - ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$: а – потрійні збіги $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O}_{\text{g.s.}} + ^8\text{Be}_{\text{g.s.}} + \alpha$ з запобіганням вкладу подій, що йдуть через $^{12}\text{C}^*$; б – з додатковою умовою на виключення вкладу від каналів, що йдуть через $^{20}\text{Ne}^*$.

Справді, на цій двовимірній картині досить виразно спостерігаються горизонтальні смуги збільшеної густини розподілу подій, що за енергетичним положенням відповідають енергіям збудження 7,7, 9,7, та 13,9 MeV ядра ^{12}C , та більш розмиті вертикальні смуги в області енергій близько 9, 12, 16 і 21 MeV, що можуть бути пов'язані зі збудженням рівнів 8,7, 11,9, 15,9 та 21,1 MeV ядра ^{20}Ne . Указані енергетичні положення знаходяться при енергіях збуджених станів ядер ^{12}C та ^{20}Ne , що спостерігалися в бінарних реакціях з таким же, як у нас, вхідним каналом [16, 17].

На рис. 5, а представлено спектр досліджуваних подій потрійних збігів у шкалі відносної енергії $^{16}\text{O}_{\text{g.s.}} - ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$, виділених за умови належності події околу піка основного стану ^{16}O з Q_3 -спектра (див. рис. 2) та за винятком подій, що лежать у межах горизонтальних смуг на рис. 4, що відповідають зазначеним вище збудженим рівням ядра ^{12}C . Уже зараз виділяється ряд піків, що за енергетичними положеннями відповідають відомим станам проміжної системи $^{24}\text{Mg}^*$, що спостерігалися в реакції $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{16}\text{O})^8\text{Be}$, а також спостерігаються піки при більших енергіях збудження.

Неперервною лінією подано розрахунок ефективності спостереження (реєстрації) подій потрійних збігів (^{16}O , α , α) як функції відносної енергії пари $^{16}\text{O}_{\text{g.s.}} - ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ в умовах установленної геометрії експерименту. Розрахунок ефективності проводився для тричастинкового процесу $^{16}\text{O}_{\text{g.s.}} + \alpha + \alpha$ як для двох послідовних бінарних реакцій $^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{16}\text{O}_{\text{g.s.}} + ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ і $^8\text{Be}_{\text{g.s.}} \rightarrow \alpha + \alpha$ та в припущенні, що розліт з ^{24}Mg і $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ відповідно, є ізотропним у їх власній системі центра мас. Останнє, як відомо з багатьох подібних розрахунків, не є принциповим і лише в незначній мірі змінює розраховану ефективність реєстрації при включенні в імовірність розльоту залежності від кута.

На рис. 5, б подано ті ж події, що і на рис. 5, а, але з додатковою умовою, що не враховуються також події в межах збуджених рівнів $^{20}\text{Ne}^*$, тобто події, що проявляються як горизонтальні смуги на рис. 4.

Енергетична структура на рис. 5, б присутня, і вона стала навіть більш прозорою, але кількість подій після такого відбору, природно, значно зменшилась. І не про всі піки при врахуванні статистичних похибок можна говорити, як про надійно зареєстровані. Тому через малу статистику, щоб уникнути ефектів, що можуть виникнути через скінченність енергетичної ширини каналу АЦП, а в розрахунках енергії в с.д.м. $^{16}\text{O}_{\text{g.s.}} - ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ використовується чотири енергетичних шкали ($dE(^{16}\text{O}_{\text{g.s.}})$, $E(^{16}\text{O}_{\text{g.s.}})$, $E(\alpha_1)$, $E(\alpha_2)$), було проведено додаткову статистичну обробку розрахунків за методом Монте-Карло. Суть його полягає в тому, що розрахунок відносних енергій потрібних збігів проводився для відібраної події не один раз тільки для енергії „середини” каналу АЦП - E_m , а повторювався з певним числом повторень для енергій, що вибиралися випадковим способом у межах енергій, що відповідають енергетичним ширинам каналу, тобто в межах $[-\Delta E/2 + E_m, \Delta E/2 + E_m]$. Отримана таким чином гістограма потім нормувалася на число повторень.

Висновки

На рис. 5 достовірно визначаються піки (вони позначені вертикальними стрілками) при енергіях відносного руху пари $^{16}\text{O}_{\text{g.s.}} - ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ 22,2, 26,5, 28,5, 32,5, 34,5 та 36,8 MeV, що відповідають по шкалі енергії збуджень ядра ^{24}Mg 36,1, 40,6, 42,6, 47,6, 48,6 та 50,9 MeV відповідно. Середня експериментальна точність визначення відносної енергії становить ~ 300 keV.

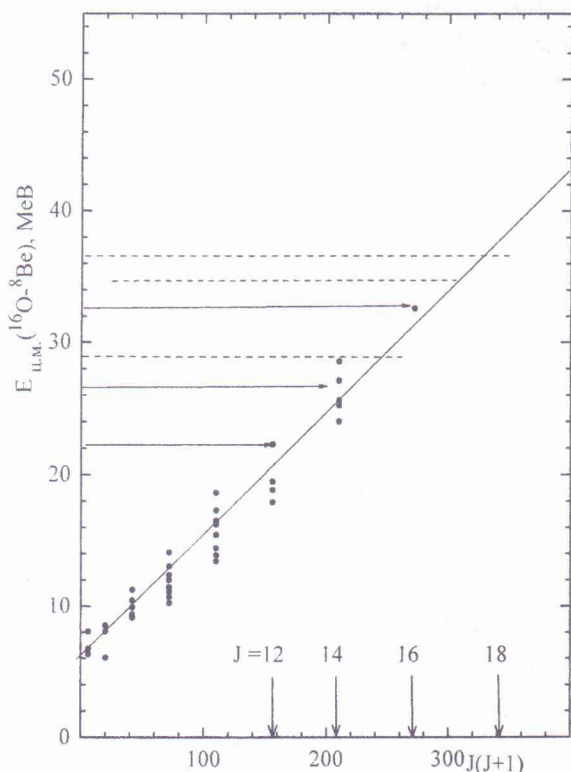


Рис. 6. Залежність положення збуджених станів ^{24}Mg від функції $J(J+1)$. Точки – експериментальні дані з реакції $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{16}\text{O})^8\text{Be}$. Лінією показано результат підгонки $E^*(J) = 5,6 + 0,093 \cdot J(J+1)$. Горизонтальні лінії вказують положення рівнів, що спостерігалися в даній роботі.

аналізі ротаційної залежності „енергія - спін”. Це пов’язано з тим, що передбачувана теоріями, наприклад моделлю жорсткого ротатора [20, 21], різниця наведених моментів

На рис. 6 представлено зібрані в огляді [5] по дослідженню реакції $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{16}\text{O})^8\text{Be}$ експериментальні дані для енергій збуджень E^* та їх спінів J , а неперервною лінією нанесено результат підгонки цих даних для спінів $J < 14$: $E^*(J) = 5,6 + 0,093 \cdot J(J+1)$.

Горизонтальними лініями на рис. 6 вказано енергетичне положення збуджених станів $^{24}\text{Mg}^*$, визначених у цій роботі зі спектрів на рис. 5. Хоча внутрішні спіни ідентифікованих у даній роботі збуджених рівнів $^{24}\text{Mg}^*$ не визначено, все-таки зрозуміло, що не всі їх енергетичні положення вкладаються в зазначену залежність „енергія - спін” для ротаційної смуги з моментом інерції 93 keV (ті, що відповідають даній ротаційній смугі, позначено неперервними горизонтальними лініями, а решта – пунктирними). Тобто природа деяких рівнів відповідає іншому типу деформації.

Остаточний висновок у цьому питанні, звичайно, можна буде дати по визначенню спінів. Така робота планується до виконання для найбільш статистично забезпечених рівнів. У той же час потрібно зазначити, що дослідження саме області високих збуджень ядра ^{24}Mg може дати висновок про тип деформації ядра при

інерції складає 4 кеВ між ізомерами витягнутої (prolate) та трьохвісної (triaxial) форми ядра ^{24}Mg . А це означає, що в експериментальних спектрах різниця в енергетичному положенні станів, що відповідають різним типам деформації може бути надійно експериментально зафіксована для рівнів, починаючи з $J > 14$.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Wuosmaa A. H., Betts R. R., Back B. B. et al. Evidence for alpha-particles chain in ^{24}Mg // Phys. Rev. Lett. - 1992. - Vol. 68, No. 9. - P. 1295 - 1298.
2. Chappell S. P. G., Watson D. L., Fox S. P. et al. $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ "6 alpha -chain state" resonance // Phys. Rev. - 1995. - Vol. C51, No. 2 - P. 695 - 670.
3. Freeman R. M., Haas F., Elanigue A. et al. Ec.m. = 32,5 MeV resonance in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ // Phys. Rev. - 1995. - Vol. C51, No. 6. - P. 3504 - 3506.
4. Szilner S., Basrak Z., Freeman R. M., et al. Excitation functions of inelastic and transfer channels in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ around $E_{c.m.}=32,5$ MeV // Phys. Rev. - 1997. - Vol. C55, No. 3 - P. 1312 - 1318.
5. Cindro N. Resonance and nuclear molecular configurations in heavy-ion reactions // Annales de Physique. - 1988. - Vol.13, No. 4. - P. 289 - 324.
6. Aliotta M., Cherubini S., Costanzo E. et al. Short note: The $^{12}\text{C}+^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be}_{gs} + ^{16}\text{O}_{gs}$ reaction at $E_{cm} = 27$ to 36 MeV // Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei. - 1996. - Vol. A354, No. 2. - P. 119 - 120.
7. Le Marechal R. A., Clarke N. M., Freer M. et al. Investigation of the $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ $E_{c.m.} = 32,5$ MeV resonance // Phys. Rev. - 1997. - Vol. C55, No. 4. - P. 1881 - 1889.
8. Mirgule E. T., Eswaran M. A., Kumar S. et al. 6 alpha -cluster resonance structures in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ system and their decay in alpha and ^8Be channels // Phys. Rev. - 1997. - Vol. C56, No. 4. - P. 1943 - 1953.
9. Cherubini S., Costanzo E., Cunsolo A. et al. Intermediate width structures in the $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{gs})^{16}\text{O}$ reaction at $E_{c.m.}= 20$ to 30 MeV // Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei. - 1997. - Vol. A357, No. 3. - P. 291 - 296.
10. Lattuada M., Costanzo E., Cunsolo A. et al. Resonances in the $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{gs})^{16}\text{O}$ reaction and rotational states in ^{24}Mg // Nuovo Cimento. - 1997. - Vol. 110A, No. 9 - 10. - P. 1007 - 1014.
11. Tumino A., Gorynov O.Yu., Lattuada M. et al. ^8Be -decay of the ^{24}Mg 46.4 MeV resonance // Scientific papers of the Institute for Nuclear Research. - 2000. - No. 2. - P. 51 - 54.
12. Marsh S. and Rae W. D. M. The structure of ^{24}Mg using the cranked cluster model // Phys. Lett. - 1986. - Vol. 180, No. 3. - P. 185 - 190.
13. Tumino A., M. Lattuada, S. Romano et al. $^{16}\text{O}-^8\text{Be}$ break-up states and cluster structure of ^{24}Mg // Eur. Phys. J. - 2001. - Vol. A 12, No 3. - P. 327 - 334.
14. Ostashko V.V., Tumino A., Romano S. A method to calibrate a Silicon Position Sensitive Detector // Scientific papers of the Institute for Nuclear Research. - 2003. - No. 3(11). - P. 155 - 160.
15. Randazzo N., Russo G.V., Caligiore C. et al. Integrated front-end for a large strip detector with E, ΔE and position measurements // Nucl. Science, IEEE Transactions - 1999. - Vol. 46, Is. 5. - P. 1300 - 1309.
16. Kelly G. R., Clarke N. M., Freer M. et al. Search for highly deformed shape isomers in ^{28}Si , ^{24}Mg and ^{20}Ne linked by successive alpha decays // Nucl. Phys. - 1998. - Vol. A628, No. 1. - P. 62 - 80.
17. Allcock S. C., Rae W. D. M., Keeling P. R. et al. 10^+ states in ^{20}Ne // Phys. Lett. - 1988. - Vol. 201, No. 2. - P. 201 - 205.
18. Freer M. The analysis of angular correlations in breakup reactions: the effect of coordinate geometries // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. - 1996. - Vol. A383, No. 2 - 3. - P. 463 - 472.
19. Da Silveria E.F. Contribution to the XIV Winter Meeting on Nuclear Physics, Bornio 1976, edited by I. Iori (Physics Department, University of Milano), 293 p.
20. Flocard H., Heenen P. H., Krieger S. J. et al. Configuration Space, Cranked Hartree-Fock Calculations for the Nuclei ^{16}O , ^{24}Mg and ^{32}S // Prog. Theor. Phys. - 1984. - Vol. 72. - P. 1000 - 1016.
21. Leander G., Larsson S.E. Potential-energy surfaces for the doubly even $N = Z$ nuclei // Nucl. Phys. A. - 1975. - Vol. 239, Is. 1. - P. 93 - 113.
22. Осташко В.В., Ясногородский А.М. R-матричный анализ данных по упругому рассеянию $^3\text{He} + ^4\text{He}$ при энергиях в с.д.и. 24 - 41 МэВ // Ядерная физика. - 1989. - Т. 50, вып. 9. - С. 656 - 661.

23. *Arena N., Barit I.Ya., Cavallaro Seb. et al.* Investigation of the High Excitation ^8Be Region // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. - 1994. - Vol. 20. - P. 1973 - 1979.
24. *Yasnogorodsky A.M., Fillipov G.F., Nesterov A.V., et al.* Comparison of Theoretical and Phenomenological Phase Shifts for $^3\text{He}(\alpha, \alpha)^3\text{He}$ scattering at ^7Be excitation range between 25 - 42 MeV. - Киев. 1989. - 12 с. - (Препр. / АН України. Ін-т теорет. фіз.; 89-3Е).
25. *Filippov G.F.* Dynamics of the Cluster and Collective Degrees of Freedom // J. Phys. Soc. Jpn., Suppl. - 1989 - Vol. 58. - P. 118 - 128.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЯДРА ^{24}Mg В РЕАКЦИИ $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}, ^8\text{Be})\alpha$

**З. Базрак, Д. Винчигуера, О. Ю. Горюнов, С. Зилнер, М. Латтуада,
В. В. Осташко, С. Тудиско, А. Тумино, С. Романо, К. Спиталери, П. Фигуера**

При полном кинематическом исследовании реакции $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + 3\alpha$ идентифицировано ряд возбужденных состояний ядра ^{24}Mg в области энергий 35 - 52 МэВ, которые проявляются в паре $^{16}\text{O}_{\text{g.s.}} + ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$. Энергетическая ширина этих уровней около 1 МэВ. Не все значения энергий этих уровней укладываются в энергетическую зависимость, как для ротационной полосы с моментом инерции 93 кэВ, что можно трактовать как проявление разных типов деформации ядра ^{24}Mg .

HIGH ENERGY EXITATION REGION OF ^{24}Mg IN THE $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}, ^8\text{Be})\alpha$ REACTION STUDY

**Z. Bazrak, D. Vincheguera, O. Yu. Goryunov, S. Zilner, M. Lattuada,
V. V. Ostashko, S. Tudisco, A. Tumino, S. Romano, C. Spitaleri, P. Figuera**

The ^{24}Mg states in the energy excitation from 35 to 52 MeV were observed in complete kinematical study of 4-particle $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + 3\alpha$ reaction. These states correspond to excitation of $^{16}\text{O}_{\text{g.s.}} + ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ system. The energy widths of these states are around 1 MeV. It cannot describe all states only one rotation sequence with the moment of inertia 93 keV, which can be treated as possible manifestation of different deformations in ^{24}Mg in this reaction.

Надійшла до редакції 19.01.04,
після доопрацювання – 01.04.04.