УДК 539.172.17

ФАЗОВИЙ АНАЛІЗ α-α ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ПРИ ЕНЕРГІЯХ 53,4 – 99,5 МеВ

В. В. Осташко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Виконано фазовий аналіз даних кутових розподілів диференційних перерізів пружного розсіяння $^4He(\alpha, \alpha)^4He$ в області енергій E_α = 53,4 - 99,5 МеВ. Отримано енергетичні залежності дійсних фазових зсувів і коефіцієнтів поглинання та вперше визначено їх реальні похибки Δa за класичною схемою $\chi^2(a_{опт.} + \Delta a) = \chi^2_{опт} + 1$. Показано важливість правильного визначення похибок фазових зсувів для висновків про існування резонансу в проміжній системі. В енергетичній залежності отриманих фазових зсувів з L = 2 і 4 спостерігаються локальні мінімуми, що відповідають енергії збудження ^{8}Be $E^* \sim 29$ та 31 МеВ відповідно. При енергії ~ 31 та 37 МеВ в с.ц.м. резонансно-подібну структуру мають дійсна частина фазового зсуву та коефіцієнт поглинання для L = 6. Обговорюється можлива фізична природа частини резонансів як ротаційної смуги, що побудована як для структури з двох α-частинок, одна з яких знаходиться в збудженому стані.

Вступ

Система двох α-частинок за своєю унікальністю (дві тотожні, сильнозв'язані, компактні, безспінові частинки з магічним числом протонів і нейтронів) є об'єктом досліджень багатьох робіт. Спочатку основним стимулюючим моментом активного (теоретичного) вивчення системи $\alpha + \alpha$ була апробація різних теоретичних підходів опису властивостей ядра та ядерної взаємодії і, серед них, найбільш послідовних – безмодельних підходів, побудованих на нуклон-нуклонних взаємодіях із врахуванням принципу Паулі. Такі мікроскопічні розрахунки могли бути строго й послідовно виконані для системи двох α-частинок із-за обмеженого числа нуклонів і безальтернативного визначення їх квантовомеханічних характеристик в ядрі. У подальшому, коли з аналізу накопиченого експериментального матеріалу також і для ядер великої атомної ваги стало зрозуміло, що деякі властивості ядер можуть розглядатися як прояв системи α-частинок (кластерів) в ядрі, почали розвиватися теорії, що спрощували дуже громіздкі прямі мікроскопічні нуклон-нуклонні розрахунки властивостей ядер до „α-частинкового" рівня. Основи таких міжкластерних теорій та основні початкові результати було підсумовано в роботі [1]. З розвитком теорії й обчислювальних можливостей у теоретичні підходи вносилися різні уточнення – врахування внутрішніх властивостей α-частинки, наприклад поляризуємості при α-α взаємодії [2], або врахування зв'язку кластерних та колективних ступенів свободи, що зроблено в рамках алгебраїчної версії методу резонуючих груп (АВМРГ) [3] тощо.

На сьогодні експериментально й теоретично показано, що деякі властивості легких атомних ядер можна пояснити лише, якщо представити їх у вигляді лінійних та/або замкнених у просторі структур з α-частинок. Особливо продуктивним такий підхід є для пояснення існування взагалі, а також специфічних властивостей нейтроннонадлишкових ядер, де зв'язок між α-частинками забезпечується на зразок атомної фізики „валентними" нейтронами" (див., наприклад, [4]).

Зараз детально вивчено α-структуру багатьох ядер, атомна вага яких кратна ядру ^{4}He. Серед них ^{12}C, ^{16}O, ^{20}Ne [4, 5], активно досліджуються стани ^{28}Si [6, 7], ^{24}Mg [8, 9, 15]. У подібних експериментальних дослідженнях визначено моменти інерції композиційних систем аж до ядра ^{56}Ni, що добре збігаються з теоретичними передбаченнями, якщо складовими системами в них брати атомні ядра від ^{12}C до ^{32}S [10, 23]. (За матеріалами досліджень кластерних властивостей ядер і, зокрема, α-кластерних властивостей, один раз на чотири роки проводяться спеціальні наукові конференції, остання була в 2002 р. [22].)

У той же час, що стосується ядра ^{8}Be, хоча це й найпростіша α-кластерна система, не все з принципового, що передбачено в кластерних теоріях, спостерігалося (перевірено) експериментально, і, навпаки, цікаві і, мабуть, принципові експериментальні результати α-α взаємодії не мають теоретичного пояснення, у тому числі й кластерними теоріями.

Питання, у першу чергу, стосується спектра збуджених станів ядра ^{8}Be при α-α розсіянні, що спостерігається експериментально чи розраховано теоретично.

Визнано (див. посилання в огляді [11]), що ядро ^{8}Be має яскраво виражену α-кластерну структуру і є найлегшим супердеформованим ядром з коефіцієнтом деформації 2 : 1. Енергетичні положення перших трьох станів 0^+, 2^+ (~3,0 МеВ) і 4^+(~11 МеВ) (енергетичні положення подано за компіляцією [11]), вважається, відповідають обертальній смузі, побудованій на моменті інерції основного стану ^{8}Be. У той же час відома неоднозначність в експериментальному „прямому" визначенні енергетичного положення вказаних станів 2^+ і, особливо, 4^+ та відсутність впевнених результатів з пошуку збудженого стану з орбітальним моментом L = 6, положення якого, як для вказаної ротаційної смуги, оцінюється при $E_x \sim 21$ МеВ (якщо такий може реалізуватися, тому що в цій області відкривається не „α-частинковий" поріг розвалу ядра ^{8}Be), залишають у таких висновках певні питання.

У той же час, у роботі [12] в енергетичній залежності фазових зсувів розсіяння ^{4}He(α, α)^{4}He в області енергій, де за оцінками можна було б очікувати прояв згаданого вище стану L = 6, спостерігається ряд збуджених станів зі спінами та енергіями 0^+ : (20,2), 2^+ : (20,1, 22,2 і 25,2), 4^+ : (19,9 і 25,5) МеВ. Три з цих станів (20,2, 22,2 і 25,5 МеВ) за своїм енергетичним положенням E* і значенням орбітального моменту L лежать на одній прямій, як для станів однієї обертальної смуги. Близькість енергетичного положення рівня з L = 0 до енергії першого збудженого стану ядра ^{4}He та той факт, що основний стан ^{8}Be знаходиться близько α-α порогу, за висновком авторів зазначеної роботи, може бути доказом, що ці три рівні належать до ротаційної смуги, побудованої для системи двох α-частинок, коли одна з них знаходиться в своєму першому збудженому стані.

Цікавість до високих енергій збудження ядра ^{8}Be також була викликана неординарними результатами розрахунку спектра збуджених станів у рамках однієї з найбільш послідовних мікроскопічних теорій: алгебраїчній версії методу резонуючих груп (АМРГ) [3]. У ній передбачається існування в ядрі для системи двох α-частинок групи резонансів в області енергій ~25, ~35 та ~55 МеВ з доволі малими ширинами порядку 0,1 - 0,5 МеВ. Виконані аналогічні розрахунки АМРГ для системи ^{3}He + ^{4}He, але без врахування спінової залежності, передбачили високозбуджені стани ядра ^{7}Be в області енергій 35 та 56 МеВ, що підтверджено експериментально [13,14].

Експериментально область високих збуджень ядра ^{8}Be у пружному каналі розсіяння досліджувалася раніше у двох роботах. У роботі [12], що згадувалася вище, було виконано дослідження ^{4}He + ^{4}He пружного розсіяння в області енергій 15 - 35 МеВ у с.ц.м. Наводяться енергетичні залежності дійсних фазових зсувів δ_l і коефіцієнтів поглинання η_l для орбітальних моментів з L = 0, 2, 4, 6 з енергетичним кроком, що змінюється від 50 кеВ на початку діапазону до 1 МеВ від 25 МеВ і вище. Повні кутові розподіли диференційних перерізів, у традиційній постановці експерименту, не отримувалися, фіксувалися лише перерізи для обмеженого набору кутів, стандартного для всіх енергій.

Традиційно, через вимірювання кутових розподілів диференційних перерізів, а потім проведення фазового аналізу, було виконано дослідження α-α системи для енергій E_α = 53 - - 120 МеВ, де поміряно шість кутових розподілів із середнім енергетичним кроком ΔE ~ ~ 2,5 МеВ для діапазону E_α до 70 МеВ, а також при енергіях 77,7, 99,6 та 119,86 МеВ [16].

Отримані в цих двох роботах значення енергетичних залежностей дійсних частин фазових зсувів δ_L для L = 0, 4, 6 можна вважати близькими, але далеко не такими, що збігаються навіть із врахуванням похибок, наведених в роботах. Енергетичні залежності для

δ_2 відрізняються суттєво. Коефіцієнти поглинання також суттєво відрізняються. Фактично, можна стверджувати, що є два набори фазових зсувів для однієї області енергій. Розраховані за наведеними значеннями фаз кутові розподіли перерізів відрізняються, але, частково, це можна віднести на рахунок різного максимального орбітального моменту $L_{макс}$, що використовувався в різних роботах. Важливою, але ніколи послідовно не вивченою є проблема похибок отриманих фазових зсувів при фазовому аналізі. Дослідження цієї проблеми, можливо, пояснило б зазначену розбіжність результатів фазового аналізу робіт [12, 16].

Виходячи з наведених вище причин, було виконано фазовий аналіз отриманих нами раніше експериментальних даних за кутовими розподілами диференційних перерізів пружного розсіяння ^{4}He + ^{4}He для енергій E_α = 56,3, 59,1, 65,4, 66,9, 72,0, 95,5 МеВ та виконано фазовий аналіз кутових розподілів з роботи [16] для енергій E_α = 53,4, 58,5, 63,91, 69,91, 77,55, 99,6 МеВ. Для наших експериментальних даних було проведено абсолютизацію даних, що правильно враховує геометричний фактор для газової мішені при роботі зі щілинними вертикальними діафрагмами колімації пучка та детекторів.

Експериментальні результати

Експериментальні дані було отримано на циклотроні У-240 і попередні результати опубліковано в роботі [17].

Статистичні похибки виміряних перерізів були до 3 % для кутів до 35° в л.с.к. і в межах 5 - 6 % для решти кутового діапазону. Експериментальні дані наведено на рис. 1 для енергій 56,3 - 72,0 МеВ і на рис. 2 для енергії 95,5 МеВ, де для порівняння також наведено кутовий розподіл для 99,5 з роботи [16].

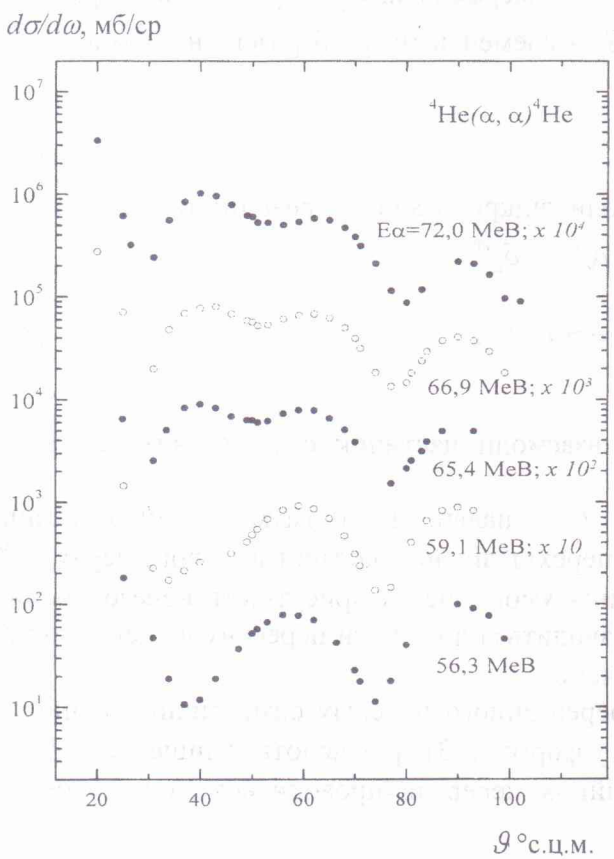

Рис. 1. Експериментальні кутові розподіли диференційних перерізів пружного розсіяння ^{4}He(α, α)^{4}He для E_α = 56,3 - 72,0 МеВ, що отримані на циклотроні У-240.

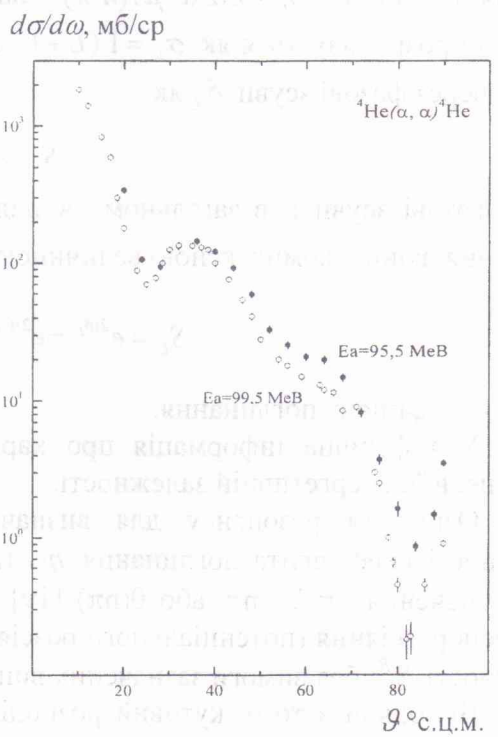

Рис. 2. Експериментальні кутові розподіли диференційних перерізів пружного розсіяння ^{4}He(α, α)^{4}He для E_α = = 95,5 МеВ, що отримані на циклотроні У-240 (темні точки), та для енергії E_α = = 99,5 МеВ з роботи [16] (світлі точки).

Фазовий аналіз

При вирішенні рівняння Шредінгера розсіяння двох частинок з нульовими спінами або без їх врахування показано, що переріз пружного розсіяння під кутом θ в с.ц.м. можна записати [18] як

$$d\sigma / d\omega = | f(\theta) |^2 . \tag{1}$$

У випадку розсіяння тотожних частинок амплітуда розсіяння $f(\theta)$ є симетричною відносно 90°

$$f(\theta) -> f(\theta) + f(\pi - \theta) , \tag{2}$$

де

$$f(\theta) = f_c(\theta) + i/2k \sum_{L=0} (2L+1)(1-S_L) \exp(2i\sigma_L) P_L(\cos\theta) , \tag{3}$$

а f_c – амплітуда кулонівського розсіяння

$$f_c(\theta) = -\eta / (2k \sin(\theta/2)) \exp(-i\eta \ln(\sin(\theta/2) + 2i\sigma_0) . \tag{4}$$

Тут L - орбітальний кутовий момент; $k = \sqrt{2\mu E}/\hbar$ - хвильове число; $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ - приведена маса; $E = m_2 / (m_1 + m_2) E_1$ - енергія в с.ц.м., E_1 - лабораторна енергія частинки 1; $\eta = Z_1 Z_2 e^2 \mu / (\hbar^2 k)$ - параметр Зоммерфельда; σ_L - кулонівський фазовий зсув, що розраховується як $\sigma_L = \Gamma(L+1+i\eta)$; S_L - елементи матриці розсіяння, що виражаються через фазові зсуви δ_L як

$$S_L = e^{2i\delta_L} , \tag{5а}$$

δ_L - фазові зсуви і, в загальному випадку, коли відкрито канали реакцій та непружного розсіяння, вони є комплексною величиною $\delta_L \equiv \delta_L^{\mathrm{Re}} + i\delta_L^{\mathrm{Im}}$.

$$S_L = e^{2i\delta_L} = e^{2i(i\delta_L^{\mathrm{Im}} + \delta_L^{\mathrm{Re}})} = \eta_L e^{2i\delta_L^{\mathrm{Re}}} , \tag{5б}$$

де η_L - коефіцієнт поглинання.

Уся фізична інформація про характер взаємодії частинок є у фазових зсувах, а точніше, в їх енергетичній залежності.

Ознаками резонансу для визначеного L є наявність мінімуму в енергетичній залежності коефіцієнта поглинання η_L та/або перехід дійсної частини фазового зсуву δ_L^{Re} через значення $\pi/2 + n\pi$ або $0(n\pi)$ [19]. Остання умова, через присутність нерезонансних процесів розсіяння (потенціального розсіяння), зводиться до ознаки перегину в енергетичній залежності δ_L^{Re} без вимоги зазначених вище значень.

Виходячи з того, кутовий розподіл диференційного перерізу симетричний відносно 90° у с.ц.м. через наявність тотожних частинок, у формулі (3) враховуються лише парні L.

Підгонка кутових розподілів диференційних перерізів проводилася за методом χ^2 пошуком найменшого значення:

$$\chi^2 = \sum_{N=1}^{N\,експ} \left[(d\sigma/d\omega)_{експ} - d\sigma/d\omega) / \Delta(d\sigma/d\omega)_{експ} \right]^2 . \tag{6}$$

Використовувалася модернізована програма підгонки FUMILI, основи якої викладено в [20].

Дуже важливим моментом при проведенні фазового аналізу експериментальних даних є вибір виду фазового аналізу: енергетичнонезалежний (НЕЗ) чи енергетичнозалежний (ЕЗ). При НЕЗ підгонка кутових розподілів диференційних перерізів проводиться для кожної енергії незалежно, і потім аналізується енергетична залежність фаз. При ЕЗ підганяється набір кутових розподілів одноразового для всіх енергій. Фазові зсуви в цьому випадку для кожного орбітального моменту записуються через енергетичнозалежні функції, що є сумою функцій лінійної залежності від енергії для відображення потенціального розсіяння та резонансної частини у формі Брейта - Вігнера, де параметрами підгонки вже є параметри резонансів – положення та ширини. У випаду НЕЗ можливо отримати різні для різних енергій набори фазових зсувів, що відповідають багатозначності підгонки, й утворену енергетичну послідовність значень фазових зсувів для якогось орбітального моменту L трактувати як резонанс. У випадку ЕЗ резонансно подібна структура енергетичної залежності фазових зсувів задається зразу і тут також можуть бути випадкові, обманливі рішення, що спровоковані завданням Брейт - Вігнеровської форми.

У даній роботі проводився енергетичнонезалежний фазовий аналіз. Але на перших кроках підгонки до суми $\chi^2(d\sigma/d\omega)$ по експериментальним точкам диференційного перерізу додавалася сума, що відповідала умові як найменшого відхилення фазових зсувів від значень для сусідніх енергій $\chi^2(\eta_L, \delta_L^{Re})$. Таким чином утримувалась підгонка для даної енергії від „стрибка" в інший набір фазових зсувів, можливий через неоднозначність фазового аналізу.

Також на відміну від попередніх робіт з фазового аналізу пружного розсіяння ^{4}He + ^{4}He і багатьох робіт з фазового аналізу інших процесів особлива увага зараз зверталася на підготовку похибок для експериментальних даних, що заносяться у формулу χ^2 (6), та можливому максимального значенню орбітального моменту, що входить у формулу для перерізу.

У цьому напрямку спочатку експериментальні дані для кожної енергії підганялися також за методом χ^2 сумою поліномів Лежандра, що в практичному застосуванні зводилося до заміни в програмі підгонки рівняння (1) на

$$d\sigma / d\omega = \sum_{m=0,2,4...}^{M\,макс} A_m P_m(\cos\theta)\,. \qquad (7а)$$

Цей процес давав відповіді на три питання.

1. Визначалося максимальне значення орбітального моменту $L_{макс}$, що достатнє для опису даних набору даних. Спочатку визначалося достатнє максимальне $M_{макс}$, у підгонці по поліномах Лежандра. Ознаки такої достатності були класичними - $M_{макс}$ є найменшим з того послідовного ряду $m_{макс}$, коли значення χ^2 на точку свободи $\chi^2/(N_{експ} - m_{макс})$ виходить на плато $\chi^2 \sim const$. Або коли похибка коефіцієнта ΔA_{M+1} і наступних параметрів стає більшою за абсолютне значення самого параметра A_{M+1}. Тоді й для фазового аналізу (з точки зору статистичної обробки даних, а не з точки зору фізики) необхідно враховувати M параметрів, тобто $[M/2]$ дійсних фазових зсувів і коефіцієнтів поглинання, а значить, максимальне значення орбітального моменту $L_{макс} = [M/2]$.

Така оцінка повинна збігатися, а в нашому випадку так і було, з $l_{макс}$, що оцінюється напівкласичним методом

$$k(R_1 + R_2) \approx \hbar l_{макс}\,, \qquad (7б)$$

де, R_1 і R_2 - радіуси ядра ^{4}He, а k - хвильове число при даній енергії.

2. Визначалася додаткова похибка диференційного перерізу, що пов'язана з похибкою визначення кута $\Delta\theta$ („неточковістю" геометрії експерименту).

$$\Delta\left(\frac{d\sigma}{d\omega}(\theta)\right)_{\theta} = \sum_{m=0,2,4...}^{M_{макс}} A_m P'_m(\cos\theta)\,\Delta\theta, \qquad (8)$$

де $P'_m(\cos\theta)$ - приєднаний поліном Лежандра.

Повна похибка буде

$$\Delta\left(\frac{d\sigma}{d\omega}(\theta)\right) = \sqrt{(\Delta\left(\frac{d\sigma}{d\omega}(\theta)\right)_{\theta}\Delta\theta)^2 + \Delta(d\sigma/d\omega)_{експ.}{}^2)}\,. \qquad (9)$$

У подальшому при проведенні підгонки це виявилося суттєвим фактором, що впливає на похибки визначення фазових зсувів.

3. Отримане з підгонки по поліномах Лежандра оптимальне значення χ^2 на точку свободи $(N_{експ} - M_{макс})$, як показав сам досвід роботи з фазовим аналізом, і буде орієнтиром оптимальної підгонки.

Стартовим набором для фазового аналізу даних для енергії E_α = 56,3 МеВ було взято значення фаз для енергії 47,1 МеВ з роботи [21]. У зазначеній роботі енергія E_α = 47,1 МеВ, хоча є найбільшою енергією з досліджуваного діапазону, для якого було проведено фазовий аналіз, але значення фаз плавно, без різкої енергетичної залежності, стикується з фазами менших енергій.

Отриманий оптимальний набір фазових зсувів для E_α = 56,3 МеВ був стартовим для наступних енергій 58,49, 59,1 МеВ і далі.

Як приклад на рис. 3 показано результати опису експериментальних кутових розподілів диференційних перерізів, отриманих з підгонки наборами фаз для енергій E_α = 56,3 та 59,1 МеВ у вигляді неперервних ліній.

Важливою частиною цієї роботи була оцінка похибок фазових зсувів. Дуже часто при використанні програми підгонки FUMILI (та й інших аналогічних програм) вважається, що вона дає правильні похибки параметрів. Насправді, на чому ставили акцент автори цієї програми, їх алгоритм дає правильні похибки отриманих параметрів тільки за умови, якщо функція підгонки лінійно залежить від параметрів, як, наприклад, при підгонці лінійною сумою поліномів Лежандра.

У даній роботі метод знаходження похибок параметрів, що отримуються з підгонки, був „класичним": для оцінки похибки якогось параметра його значення фіксувалося в околі отриманого для нього оптимального значення, а за рештою параметрів проводилася підгонка. Похибкою є значення

$$\Delta = 1/2\,|a^{+}_{\chi^2+1} - a^{-}_{\chi^2+1}|, \qquad (10)$$

де $a^{+}_{\chi^2+1}$ ($a^{-}_{\chi^2+1}$) – зафіксоване значення параметра вище (нижче) оптимального значення, при якому отримане значення χ^2 при підгонці за рештою параметрів перевищує оптимальне χ^2 на одиницю. Зразок залежності χ^2 - $\chi^2_{опт}$ від значення фіксованого коефіцієнта поглинання для L = 0 та 8 з підгонкою за всіма іншими для набору фазових зсувів при енергії E_α = 72 МеВ показано на рис. 4. Горизонтальними лініями показано рівень χ^2 - $\chi^2_{опт}$ = 1, а значеннями - величини похибок параметрів, що відповідають ширині області абсцис, для яких χ^2 - $\chi^2_{опт}$ < < 1. Реальні значення похибок значно перевищують оцінки, зроблені за умовними схемами (див., наприклад, [16]) і обов'язково повинні бути враховані в подальшому R-матричному аналізі даних. Показовим є приклад залежності χ^2 - $\chi^2_{опт}$ для коефіцієнта поглинання з L = 0. Якщо проводити оцінку величини χ^2 - $\chi^2_{опт}$ для η = 0,95, то похибка параметра буде ± 0,01. Якщо ми „пропустимо" цю точку, то наступне перевищення χ^2 - $\chi^2_{опт}$ значення 1 буде в районі η = 0,75, таким чином, похибка була б на порядок більшою, приблизно 0,1.

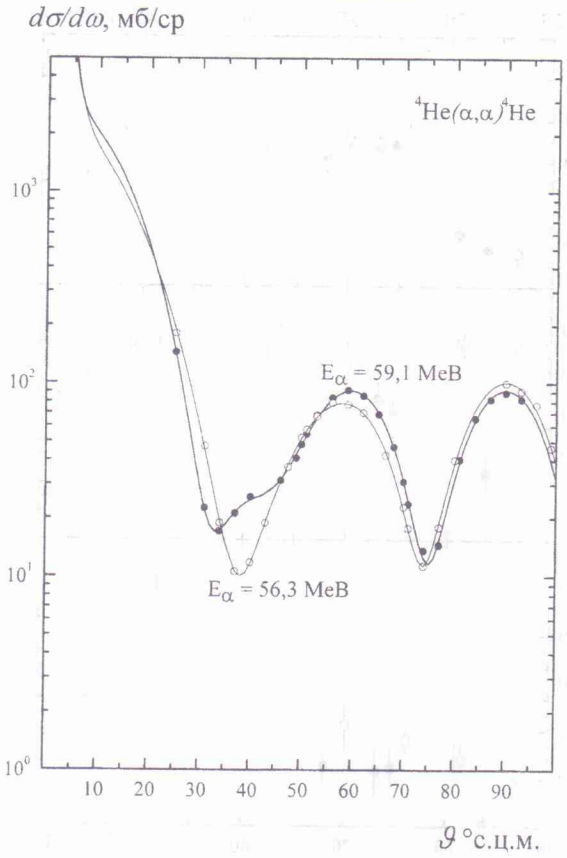

Рис. 3. Приклад підгонки в рамках фазового аналізу. Точки – експериментальні дані, лінії – фазовий аналіз.

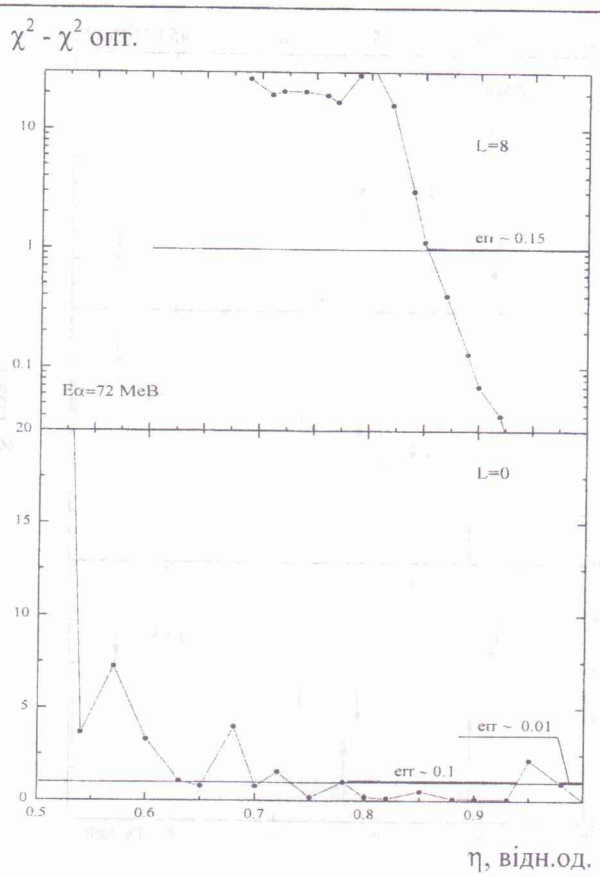

Рис. 4. Залежність χ^2 в околі оптимального значення $\chi^2_{опт.}$ при підгонці кутового розподілу для енергії 72,0 МеВ за умови, що коефіцієнт поглинання для L = 8 (верхня частина рисунка) дискретно фіксується, а за рештою параметрів проводиться підгонка. Аналогічно на нижній частині рисунка для L = 0.

Висновки

Енергетичну залежність отриманих дійсних фазових зсувів і коефіцієнтів поглинання для фаз з L = 2, 4, 6 показано на рис. 5 і 6 відповідно. Що стосується коефіцієнтів поглинання для L = 0, то, як демонструє рис. 4 для його похибок, при дуже великому наборі цього параметра можливий добрий опис експериментальних даних. Що стосується решти фаз то, на наш погляд, можна зробити висновок, що набори фаз, отримані при підгонці експериментальних даних двох різних робіт є одним набором, якщо врахувати, як показано на цих рисунках, наскільки можуть мати більші значення реальні, а не оціночні похибки фазових зсувів.

При якісному аналізі фазових зсувів, взявши за ознаки наявності резонансів на енергетичній залежності коефіцієнта поглинання присутність мінімуму, можна бачити, що резонанс присутній для L = 2 при енергії збудження E* ~ 29 МеВ; L = 4 E* ~ 31 МеВ та L = 6 при E* ~ 31 та 37 МеВ. Звичайно, похибки енергетичного положення достатньо великі, визначаються енергетичним кроком між енергіями кутових розподілів в області прогнозованих резонансів і становлять максимальну величину ~ 2 МеВ.

За енергетичним положенням зазначені резонанси суттєво не збігаються з розрахованими в рамках алгебраїчної версії методу резонуючих груп [3] та поляризаційної кластерної моделі [2].

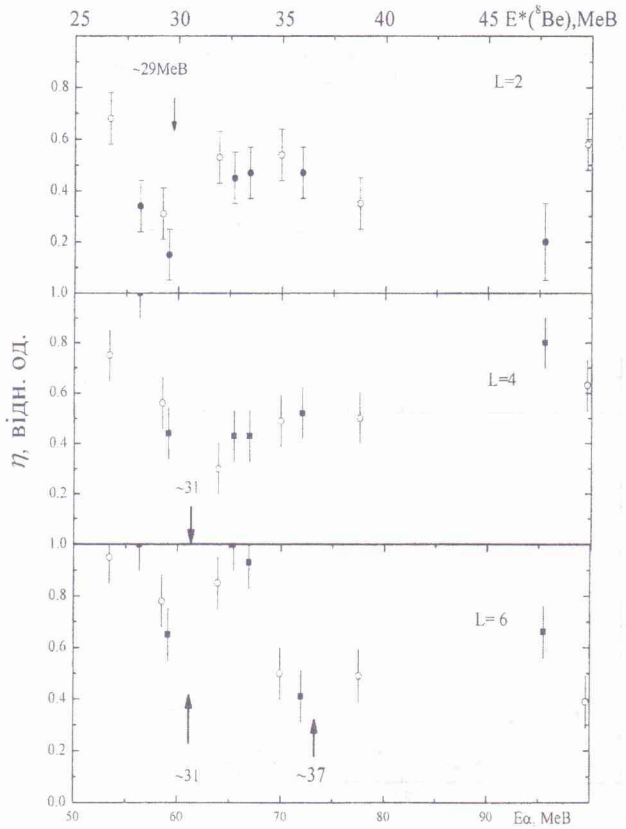

Рис. 5. Енергетична залежність коефіцієнтів поглинання фазового аналізу розсіяння ^{4}He(α, α)^{4}He. Світлі точки – результати отримані за експериментальними даними роботи [16], темні - [17]. Стрілками та значеннями показано мінімуми в енергетичній залежності.

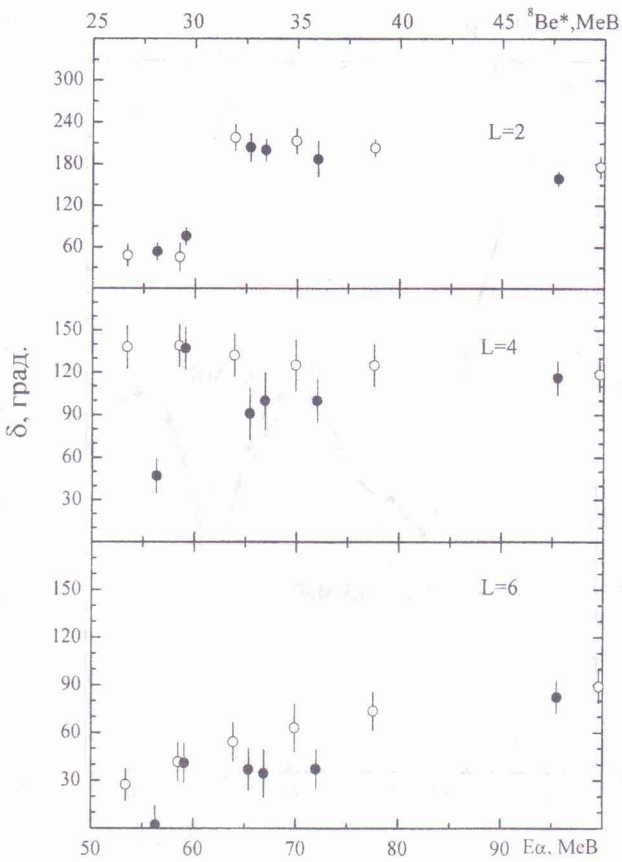

Рис. 6. Енергетична залежність дійсних фазових зсувів фазового аналізу розсіяння ^{4}He(α, α)^{4}He. Світлі точки - результати отримані за експериментальними даними роботи [16], темні - [17].

У межах своїх груп розраховані в обох теоріях енергії і спіни резонансів відповідають правилу обертальних смуг. На рис. 7 в координатах E* vs J*(J +1) представлено параметри трьох з визначених нами рівнів. Можна вважати, що в межах енергетичних похибок точки належать одній ротаційній залежності з параметрами, що вказані на рисунку.

Якщо порівнювати моменти інерції для даної ротаційної смуги з моментом інерції для ротаційної смуги перших трьох рівнів ^{8}Be, то в першому випадку він становить величину ~2,2, у другому ~1 в одиницях ħ^2/MeB. А це при достатньо реальному напівкласичному припущенні, що момент інерції, пропорційний квадрату відстані між розділеними центрами мас системи, показує, що ця відстань є більшою, ніж гіпотетична лінія між центрами дотичних між собою α-частинок в основному і першому збуджених станах, хоча при врахуванні похибок параметра однозначність цього твердження розмивається.

Вільний параметр ротаційної залежності знаходиться далеко від значення, що відповідає першому збудженому стану ядра ^{4}He. А тому, більш імовірно, що дана ротаційна смуга має іншу структуру, ніж дві α-частинки: одна – в основному, а інша – у збудженому стані з E^*_α= 20,1 MeB.

Якщо все-таки опиратися на гіпотезу обертальної природи цих рівнів як найбільш імовірну при високих енергіях збудження й за умови, що одна α-частинка знаходиться в основному стані та врахувати умови збереження парності, то зі спектра збуджених станів ^{4}He видно, що, починаючи від першого збудженого стану ядра ^{4}He, парність якого додатна, інші збуджені стани (більше 10 в області 20 - 26 MeB) мають від'ємну парність, і лише з енергії збуджень E* = 27,4 MeB з'являються рівні з додатною парністю. Також у спектрі ^{8}Be при

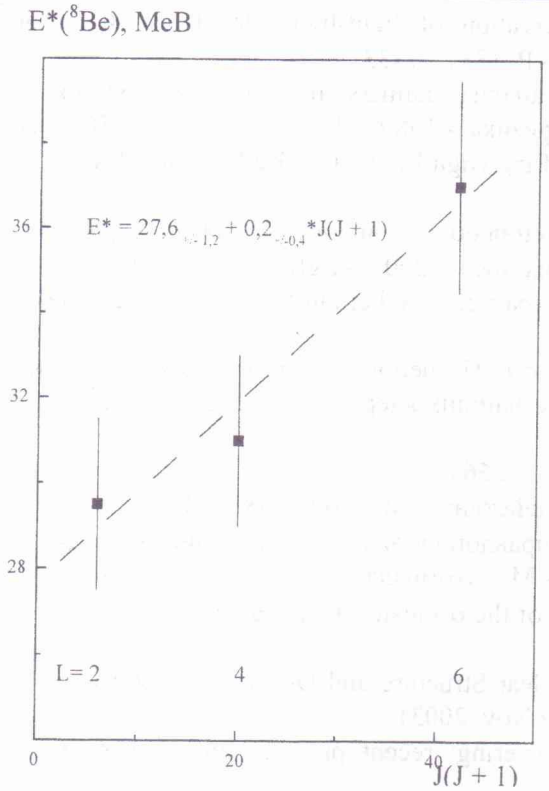

Рис. 7. Залежність положення резонансів розсіяння ^{4}He(α, α)^{4}He від функції J*(J + 1). Лінія – результат підгонки за параметрами, вказаними на рисунку.

енергії 27,49 МеВ присутній стан 0^+ з ізоспіном T = 2, ширина якого (5,5 кеВ) є найменшою з усіх, за виключенням основного стану.

При остаточних висновках за результатами фазового аналізу завжди звертається увага на те, що помітна зміна в ході енергетичної залежності фаз може бути пов'язана з пороговими ефектами, тобто з відкриттям каналів реакції. У нашому випадку всі бінарні канали реакції для вхідного каналу ^{4}He + ^{4}He лежать нижче 22,3 МеВ за енергією збудження ^{8}Be, що є нижче досліджуваного нами діапазону енергій.

Отримане з підгонки E* vs J*(J + 1) значення енергетичного положення утворюючого рівня з E_0 = (27,6 ± 1,2) МеВ, як вільного параметра в цій залежності „енергія - спін" є близьким до згаданого значення ядра ^{8}Be, а також і до значення енергії гігантського дипольного резонансу в ^{4}He. Зазначені факти, на нашу думку, дають підстави висловити припущення, що ця ротаційна смуга відповідає мінімумам відносної енергії в системі двох α-частинок, одна з яких має внутрішнє збудження у формі гігантського дипольного резонансу. Це деякою мірою корелює з висновком роботи [21] про те, що там спостерігали в спектрі збуджених станів ядер з A = 6 і 7 рівні, що відповідають збудженню α-кластера у формі гігантського дипольного резонансу.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Вильдермут К., Тан Я.* Единая теория ядра / Пер. с англ. Ю. Ф. Смирнова. - М.: Наука, 1980. - 602 с.
2. *Deumens E.* Analysis of resonances in ^{8}Be using polarized α-particles // Nucl. Phys. - 1984. - Vol. 423, No. 1. - P. 52 - 76.
3. *Filippov G.F.* Dynamic of the Cluster and Collective Degrees of Freedom // J. Phys. Soc. Jpn. -1989. Vol. 58 (Suppl.). - P. 118 - 128.
4. *Oertzen von W.* Nuclear structure with clusters and covalent valence neutrons // Nucl. Phys. - 2004. - Vol. A734. - P. 385 - 394.
5. *Beck C., Sànchez A., Zafra I. et al.* Search for ^{12}C+^{12}C molecule in ^{24}Mg* populated by ^{24}Mg+^{12}C // Nucl. Phys. - 2004. - Vol. A734. - P. 453 - 456.
6. *Zhang J., Rae W. D. M., Merchant A. C.* Systematic of some 3-dimensional α-cluster configurations in 4N nuclei from ^{16}O to ^{44}Ti // Nucl. Phys. - 1994. - Vol. A575, No. 1. - P. 61 - 71.
7. *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.
8. *Rae W. D. M., Keeling P. R.* Spin and structure of ^{12}C---^{12}C resonances I // Nucl. Phys. - 1994. - Vol. A575, No. 1. - P.175 - 206.
9. *Lattuada M., Costanzo E., Cunsolo A. et al.* Resonances in the ^{12}C(^{12}C, ^{8}Be$_{g.s.}$)^{16}O reaction and rotational states in 24 Mg // Nuovo Cimento. - 1997. - Vol. 110A, No. 9 - 10. - P. 1007 - 1014.
10. *Cindro N.* Resonance and nuclear molecular configurations in heavy-ion reactions // Annales de Physique. - 1988. - Vol. 13, No. 4. - P. 289 - 324.
11. *Kelley J.H., Godwin J.L. Hu X. et al.* Energy Levels of Light Nuclei // www.tunl.duce/NuclData. - 2001. C. 1-88 .

12. *Bacher A.D., Resmini F.G., Courett H.E. et al.* Observation of light-living levels of 8Be from αα-scattering // Phys. Rev. Lett. - 1972. - Vol. 29, No. 19. - P. 1331 - 1333.
13. *Осташко В.В., Ясногородский А.М.* R-матричный анализ данных по упругому рассеянию ^{3}He + ^{4}He при энергиях в с.ц.и. 24 - 41 МэВ // Ядерная физика. - 1989. - Т. 50, вып. 9. - С. 656 - 661.
14. *Arena N., Barit I.Ya., Cavallaro Seb. et al.* Investigation of the High Excitation ^{8}Be Region // J. Phys. G, Nucl. Part. Phys. - 1994. - Vol. 20. - P. 1973 - 1979.
15. *Базрак З., Вінчігуера Д., Горюнов О. Ю. та ін.* Дослідження області високих збуджень ядра ^{24}Mg в реакції ^{12}C(^{16}O, ^{16}O, ^{8}Be)α // Зб. наук. праць Ін-ту ядерних досл. - 2004. - №1(12). - С. 7 - 15.
16. *Dariulat P., Igo G., Push H.G.* Elastic scattering of alpha-particles by helium between 53 -120 MeV // Physical Review - 1965. - Vol. 137, No. 2B - P. 118 - 128.
17. *Немец О.Ф., Ясногородский А.М., Осташко В.В. и др.* Изучение угловых и энергетических зависимостей дифференциальных сечений в области легчайших ядер. - Киев, 1982. - С. 20 – 24. - (Препр. / АН УССР. Ин-т ядерных исслед.; 82-6).
18. *Ситенко А.Г.* Теория рассеяния. - Киев: Вища шк., 1975. - 256 с.
19. *Никитиу Ф.* Фазовый анализ в физике ядерных взаимодействий. - М.: Мир, 1983. - 416 с.
20. *Силин И.Н.* III. Поиск максимума функционала правдоподобия методом линеаризации // Статистические методы в экспериментальной физике. - М.: Атомиздат, 1976. - С. 319 - 326.
21. *Yamagata T., Nakayama S., Akimune H. et al.* Excitations of the α-cluster in A = 6 and 7 nuclei // Phys. Rev. - 2004. - Vol. C69, No. 4. - 044313 (8).
22. *Proc.* of the 8-th Int. Conf. on Clustering Aspects of Nuclear Structure and Dynamics (CLUSTER'03). Eds. S. Kubono, A. Ozawa, H. Ueno / (Nara, Japan, 23 - 29 Nov. 2003).
23. *Beck C.* Molecular resonance phenomena and alpha-clustering: recent progress and perspectives // arXiv:nucl-ex/0401004 v1 6 Jan 2004.

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ α-α УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ ЭНЕРГИЯХ 53,4 - 99,5 МэВ

В. В. Осташко

Выполнен фазовый анализ угловых распределений дифференциальных сечений упругого рассеяния ^{4}He(α, α)^{4}He в области энергий E_α = 53,4 - 99,5 МэВ. Получена энергетическая зависимость фазовых сдвигов и впервые оценены их реальные ошибки Δa за классической схемой $\chi^2(a_{опт.} + \Delta a) = \chi^2_{опт} + 1$. Показана важность правильного учета ошибок фазовых сдвигов при анализе энергетической зависимости фаз. В энергетической зависимости полученных фазовых сдвигов с L = 2 и 4 наблюдаются локальные минимумы, которые соответствуют энергии возбуждения ^{8}Be E* ~ 28 и 31 МэВ. При энергии ~31 и 37 МэВ в с.ц.м. резонансноподобную структуру имеют коэффициент поглощения для L = 6. Обсуждается возможная физическая природа части указанных уровней как ротационной полосы, построенной на внутреннем возбуждении одной из α-частиц.

THE PHASE ANALYSIS OF α-α ELASTIC SCATTERING IN THE 53,4 - 99,5 MeV ENERGY REGION

V. V. Ostashko

Phase analysis of ^{4}He(α, α)^{4}He elastic scattering was made in the energy region E_α = 53,4 - 99,5 MeV. Energy dependence of phase shifts was received and for the first time the possible errors of phase shifts was estimated by classical schema $\chi^2(a_{opt.} + \Delta a) = \chi^2_{opt} + 1$. It was demonstrated the significance of correct determination of phase shift errors for analysis of the energetic behavior of phase shift and real conclusions about resonance in the system. Local minimum in energetic dependence of phase shifts with L = 2 and 4 are observed. There are correspondent of ^{8}Be excitation energy near 29 and 31 MeV accordingly. Under the energy region 31 and 37 MeV the resonance-like structure in energetic dependence of phase L = 6 are presented. It was discussed the possible explanation of those resonances as rotational band which are built for two α-particles and one is in the excitation state.

Надійшла до редакції 30.07.04,
після доопрацювання – 01.10.04.