ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДРА ${}^{24}Mg(2^+)$, ОБРАЗОВАННОГО В РЕАКЦИИ ${}^{27}Al(p, \alpha){}^{24}Mg(2^+)$

© 2019 г. Л. И. Галанина^{*}, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, И. С. Тюрин

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Россия

Поступила в редакцию 25.12.2018 г.; после доработки 25.12.2018 г.; принята к публикации 25.12.2018 г.

При энергии протонов $E_p = 7.4$ МэВ измерены двойные дифференциальные сечения реакции 27 Al $(p, \alpha_1 \gamma)^{24}$ Mg для 11 углов вылета α -частиц в интервале $\theta_{\alpha} = 30^{\circ} - 160^{\circ}$ (лаб.). Восстановлены все четные компоненты спин-тензоров матрицы плотности ориентированного ядра 24 Mg в состоянии 2^+ (1.369 МэВ) и определены его поляризационные характеристики: заселенности магнитных подуровней ядра для всех проекций спина, тензоры ориентации мультипольных моментов, квадрупольная и гексадекапольная тензорная поляризация. Экспериментальные результаты сравниваются с расчетами для механизма подхвата тритона в методе связанных каналов и в статистическом пределе модели составного ядра.

DOI: 10.1134/S0044002719030061

1. ВВЕДЕНИЕ

Имеющиеся в литературе попытки интерпретации экспериментальных данных по реакции 27 Al($p, \alpha_1 \gamma$) 24 Mg(2^+) (см., например, обзор в [1]) сводились в основном к феноменологическому анализу энергетических зависимостей сечения (функций возбуждения), при этом отмечалось, что при малых энергиях протонов значительный вклад в сечение этой реакции должен давать процесс образования составного ядра (СЯ). Следует отметить, что в экспериментальных функциях возбуждения наблюдается (особенно для перехода на первое возбужденное состояние) заметная подложка, что может свидетельствовать о существенном вкладе нерезонансных процессов.

В настоящей работе оценивается роль механизма подхвата тритона и нерезонансного механизма СЯ с помощью угловых $\alpha\gamma$ -корреляций, измеренных в нескольких плоскостях относительно плоскости реакции [2]. Такие эксперименты позволяют восстановить спин-тензоры матрицы плотности возбужденного ядра 24 Mg(2⁺), на их основе найти различные поляризационные характеристики этого ядра. Этот метод был использован нами, в частности, в работах [3–8], где представлены результаты $p\gamma$ -, $d\gamma$ - и $\alpha\gamma$ -корреляционных экспериментов по неупругому рассеянию протонов $(E_p = 7.4 \text{ МэВ})$, дейтронов $(E_d = 15.3 \text{ МэВ})$ и α -частиц $(E_{\alpha} = 30.3 \text{ МэВ})$ с образованием конечного ядра ²⁴Mg(2⁺, 1.369 МэВ) и регистрацией γ -квантов в трех плоскостях относительно плоскости реакции.

Предварительные результаты изучения угловых корреляций в реакции ${}^{27}\mathrm{Al}(p, \alpha_1\gamma){}^{24}\mathrm{Mg}$ были представлены нами ранее в [1]. В этой работе корреляционные измерения проведены только при трех углах вылета α -частиц — $\theta_{\alpha} = 30^{\circ}$, 60° и 90°(лаб.), что не позволило достаточно надежно восстановить спин-тензоры матрицы плотности в широкой угловой области вылета α-частиц. Настоящая работа является продолжением корреляционных экспериментов с образованием выстроен-ного ядра ${}^{24}Mg(2^+)$ в реакции ${}^{27}Al(p, \alpha_1\gamma){}^{24}Mg$. Представленные в [1] измерения при трех углах были повторены, и дополнительно получены результаты для углов вылета α -частиц как в передней, так и в задней полусферах. Использованная методика эксперимента дает возможность восстановить угловые зависимости всех девяти четных компонент спин-тензоров матрицы плотности ядра ²⁴Mg(2⁺, 1.369 МэВ), образованного в реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha_1\gamma)^{24}\text{Mg}$. На основе этих спин-тензоров определяются такие поляризационные характеристики конечного выстроенного ядра, как заселенности $P_{\pm M}(heta_lpha)$ магнитных подсостояний с проекциями $M = 0, \pm 1, \pm 2$, тензоры $t_{k\kappa}(\theta_{\alpha})$ ориентации его мультипольных моментов ранга k относительно

^{*}E-mail: galan_lidiya

219

оси симметрии ядра (импульса ядра отдачи) и тензорная поляризация.

Теоретические расчеты этих характеристик ядра ${}^{24}Mg(2^+)$ в настоящей работе проведены для механизма подхвата тритона в рамках метода связанных каналов (MCK) [9] (в отличие от [1], где применен код CHUCK, здесь использован программный код FRESCO [10]) и в модели СЯ (программный код CNDENSI [11]). Рассчитанные значения всех поляризационных характеристик сопоставлены с экспериментальными величинами, полученными в настоящей работе. Кроме того, сопоставлены между собой экспериментальные значения заселенностей магнитных подуровней и тензорной поляризации ядра ${}^{24}Mg(2^+)$, полученные нами в настоящей работе и ранее [8] в неупругом рассеянии протонов на ${}^{24}Mg$ при $E_p = 7.4$ МэВ.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Детали экспериментальной установки и соответствующего измерительно-вычислительного комплекса приведены в [12]. Эксперимент выполнен на 120-см циклотроне НИИЯФ МГУ с протонами, ускоренными до энергии 7.4 МэВ. В работе использована та же методика, что и в [1]. Для дальнейшего важно отметить, что реакция исследовалась на пучке с энергетическим разбросом около 70 кэВ, а использование для измерения корреляций мишени Аl толщиной 2 мкм дало дополнительный разброс не менее 40 кэВ, т.е. полученные экспериментальные результаты следует считать интегрированными по энергетическому интервалу около 110 кэВ.

Полученные экспериментальные двойные дифференциальные сечения $W(\theta_{\gamma}, \varphi_{\gamma}; \theta_{\alpha}) = = d^2 \sigma / d\Omega_{\gamma} d\Omega_{\alpha}$ для каждого θ_{α} параметризовались с помощью выражения [2]

$$W(\theta_{\gamma},\varphi_{\gamma};\theta_{\alpha}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_{k\kappa} \frac{1+(-1)^{k}}{\sqrt{2k+1}} \times (1)$$
$$\times A_{k\kappa}(\theta_{\alpha}) Y_{k\kappa}^{*}(\theta_{\gamma},\varphi_{\gamma}),$$

где $Y_{k\kappa}^*(\theta_{\gamma},\varphi_{\gamma})$ — сопряженные сферические функции углов θ_{γ} и φ_{γ} вылета γ -кванта в сферической системе координат (СК) с осью Z, направленной вдоль импульса падающих частиц и плоскостью (X, Z), совпадающей с плоскостью реакции ("экспериментальной" СК), $A_{k\kappa}(\theta_{\alpha})$ — вещественные параметры, с точностью до множителей совпадающие с компонентами $\rho_{k\kappa}(\theta_{\alpha})$ спин-тензоров матрицы плотности конечного ядра. Суммирование в (1) выполняется по четным значениям ранга k спин-тензоров (k = 0, 2, 4) и всем возможным проекциям κ от -k до k. Поскольку ²⁴ Mg

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 82 № 3 2019

 (2^+) переходит в основное состояние путем *E*2перехода, эксперимент позволяет восстановить все девять четных компонент $A_{k\kappa}(\theta_{\alpha})$. Абсолютные значения двойных дифференциальных сечений для каждого угла θ_{α} получены из условия нормировки: $A_{00}(\theta_{\alpha}) \equiv \rho_{00}(\theta_{\alpha}) = d\sigma/d\Omega(\theta_{\alpha})$.

3. ОСНОВНЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСТРОЕННОГО ЯДРА

Найденные экспериментально компоненты спин-тензоров $\rho_{k\kappa}(\theta_{\alpha})$ позволяют определить различные поляризационные характеристики выстроенного ядра ${}^{24}Mg(2^+)$.

Прежде всего, это относится к диагональным элементам матрицы плотности — заселенностям подсостояний уровня 2^+ ядра 24 Mg, что эквивалентно определению ориентации его спина. Заселенности $P_{\pm M}(\theta_{\alpha})$ определяются отношением диагональных элементов матрицы плотности к $\rho_{00}(\theta_{\alpha})$ в СК, ось Z которой совпадает с направлением спина ядра и перпендикулярна плоскости реакции. Переход в эту СК из "экспериментальной" осуществляется с помощью функции поворота $D_{\kappa 0}^k(\pi/2, \pi/2, \pi/2)$:

$$P_{\pm M}(J,\theta_{\alpha}) = \frac{1}{\sqrt{(2J+1)}} \frac{1}{\rho_{00}(\theta_{\alpha})} \times$$
(2)

$$\times \sum_{k\kappa} (-1)^{J-M} \langle JMJ - M|k0 \rangle \rho_{k\kappa}(J,\theta_{\alpha}) \times$$
$$\times D^{k}_{\kappa 0}(\pi/2,\pi/2,\pi/2).$$

Далее, $\rho_{k\kappa}(\theta_{\alpha})$ дают возможность получить ориентацию тензорных операторов четного ранга (вплоть до ранга k). В частности, тензоры ориентации $t_{k\kappa}(\theta_{\alpha})$ мультипольных моментов определяются в СК, ось Z которой совпадает с осью симметрии ядра и направлена по импульсу ядра-отдачи:

$$t_{k\kappa}(\theta_{\alpha}) = \frac{1}{\sqrt{(2k+1)(2J_B+1)}} \frac{\rho_{k\kappa}(\theta_{\alpha})}{\rho_{00}(\theta_{\alpha})}.$$
 (3)

Переход в эту СК из "экспериментальной" осуществляется с помощью функции $D_{\kappa 0}^{k}(\pi, \pi - -\theta_{\alpha}, \pi)$.

В работах [13, 14] нами было показано, что на базе матрицы плотности можно восстановить важную физическую характеристику выстроенного ядра — его тензорную поляризацию $T_{k\kappa}(\theta_{\alpha})$. Компоненты тензорной поляризации характеризуют несимметричность ориентации его спина относительно оси, перпендикулярной к плоскости реакции. Величины $T_{k\kappa}(\theta_{\alpha})$ ранга k определяются в СК с осью Z, перпендикулярной плоскости реакции, и осью X, направленной по падающему пучку. Переход в эту СК из "экспериментальной" СК, в которой восстановлены $\rho_{k\kappa}(\theta_{\alpha})$, осуществляется тремя последовательными поворотами на углы Эйлера $\alpha = \pi/2$, $\beta = \pi/2$, $\gamma = \pi$. В результате тензорная поляризация ранга k с четными значениями проекций κ определяется через спин-тензоры матрицы плотности ядра выражением [15]

$$T_{k\kappa}(\theta_{\alpha}) = \sum_{\pm\kappa'} N \frac{\rho_{k\kappa'}(\theta_{\alpha})}{\rho_{00}(\theta_{\alpha})} D^{k}_{\kappa'\kappa} \left(\pi/2, \pi/2, \pi\right), \quad (4)$$

где нормировочная постоянная N зависит от спина ядра. Отметим, что в большинстве поляризационных экспериментов определяются только компоненты $T_{k\kappa}(\theta_{\alpha})$ с нулевой проекцией на ось квантования.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальная угловая зависимость дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega(\theta_{\alpha})$ реакции ²⁷Al(p, α_1)²⁴Mg при $E_p = 7.4$ МэВ с образованием ядра ²⁴Mg в первом возбужденном состоянии в интервале углов θ_{α} от 25° до 160 °(л. с.) показана на рис. 1. Аналогичная зависимость $d\sigma/d\Omega(\theta_{\alpha})$ для основного состояния ²⁴Mg приведена в [1]. Угловое распределение α -частиц имеет значительный максимум на больших углах θ_{α} . Этот максимум неустойчив и исчезает даже при небольшом изменении энергии протонов [16]. Напротив, максимум



Рис. 1. Угловые распределения дифференциального сечения реакции ${}^{27}\text{Al}(p,\alpha){}^{24}\text{Mg}(2^+)$ при $E_p =$ = 7.4 МэВ с образованием ${}^{24}\text{Mg}(2^+)$ в первом возбужденном состоянии ($E^* = 1.369$ МэВ). Точки эксперимент. На этом и следующих рисунках на экспериментальных точках — статистические погрешности, превышающие размеры кружков. Кривые: штриховая — механизм подхвата тритона в МСК, штрихпунктирная — статистический механизм образования СЯ, сплошная — суммарное сечение.

сечения при малых углах рассеяния сохраняется в относительно большом энергетическом интервале.

Функции угловой корреляции $W(\theta_{\gamma}, \varphi_{\gamma}; \theta_{\alpha})$ (двойные дифференциальные сечения) реакции ²⁷ Al($p, \alpha \gamma$)²⁴Mg (2⁺, 1.369 MэB) были измерены при 11 значениях углов θ_{α} в интервале от 30° до 160°. Типичные $W(\theta_{\gamma}, \varphi_{\gamma}; \theta_{\alpha})$ для нескольких углов θ_{α} (30°, 70°, 135°) показаны на рис. 2. Видно, что качество подгонки экспериментальных данных (точечные кривые) с помощью выражения (1) вполне удовлетворительное. Средняя величина χ^2 составила 36 при числе степеней свободы 30, а среднее значение уровня достоверности — 0.4.

В экспериментальных $W(\theta_{\gamma}, \varphi_{\gamma}; \theta_{\alpha})$ для многих θ_{α} наблюдается анизотропия, а также отсутствие глубоких минимумов в вертикальной плоскости при $\theta_{\gamma} = 90^{\circ}$. Близкие к нулю минимумы в этой плоскости при $\theta_{\gamma} = 90^{\circ}$ являлись общей чертой всех результатов наших экспериментов по неупругому рассеянию легких частиц на ²⁴Mg [3–8], что свидетельствовало (см. [2]) об определяющей роли простых механизмов рассеяния. Отсутствие таких минимумов указывает, что для корректного описания эксперимента необходимо учитывать более сложные механизмы исследуемой реакции.

На рис. З приведены угловые зависимости заселенностей подуровней $P_{\pm M}$ ядра 24 Mg (2⁺, 1.369 МэВ) для различных проекций M. Эти зависимости неизотропны, особенно P_0 и $P_{\pm 2}$, причем при малых углах $\theta_{\alpha} < 60^{\circ}$ заселенности сравнимы по величине, а при самых больших углах P_0 превышает $P_{\pm 1}$ и $P_{\pm 2}$.

На рис. 4*а* показаны восстановленные из (1) типичные компоненты спин-тензоров $A_{k\kappa}(\theta_{\alpha})$, а на рис. 46 — несколько компонент тензоров ориентации мультипольных моментов $t_{k\kappa}(\theta_{\alpha})$ с k = 2 и 4 для ядра ²⁴Mg (2⁺). В некоторых угловых зависимостях $A_{k\kappa}(\theta_{\alpha})$ и $t_{k\kappa}(\theta_{\alpha})$ наблюдаются заметные осцилляции, и обе эти характеристики знакопеременны.

Тензоры и квадрупольной, и гексадекапольной поляризации также имеют нерегулярные знакопеременные осцилляции в зависимости от θ_{α} (рис. 5).

5. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В изучаемой реакции при энергии протонов 7.4 МэВ возможно проявление различных механизмов — статистического механизма образования СЯ, механизма подхвата тритона с учетом коллективных возбуждений ядер, а также различных резонансных процессов. Вклад прямого взаимодействия может быть связан с заметным фоном (подложкой), наблюдаемым в функциях возбуждения.



Рис. 2. Функции угловой корреляции в реакции 27 Al $(p, \alpha \gamma)^{24}$ Mg (2^+) при $E_p = 7.4$ МэВ под углами $\theta_{\alpha} = 30^{\circ}$, 70° и 135° (лаб.) в трех плоскостях регистрации γ -квантов $\varphi_{\gamma} = 180^{\circ}$, 225° и 270° . Точки — эксперимент. Точечные кривые — результат 9-компонентной параметризации по формуле (1), обозначения остальных кривых те же, что на рис. 1.



Рис. 3. Угловые зависимости заселенностей магнитных подуровней ядра 24 Mg(2^+) при различных проекциях спина M. Обозначения теоретических кривых те же, что и на рис. 1.

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 82 № 3 2019

При его анализе следует учитывать большую статическую квадрупольную деформацию ядер 24 Mg и 23 Na.

В настоящей работе мы проанализировали полученные экспериментальные характеристики в предположении прямого механизма подхвата тритона в рамках МСК и модели СЯ в ее статистическом пределе.

В МСК использована ротационная модель ядра с учетом связи каналов $0^+ \leftrightarrow 2^+$ в ядре ²⁴Mg с параметром статической квадрупольной деформации $\beta_2 = +0.4$ [17]. В качестве оптического p^{24} Mgпотенциала был выбран глобальный оптический потенциал (ОП) [18], достаточно хорошо описывающий угловое распределение протонов во входном упругом канале. Для выходного канала $\alpha + {}^{24}$ Mg использован ОП глубиной V = 153 МэВ, найденный в [19] при $E_{\alpha} = 10.8$ МэВ. Конкретные значения параметров ОП, использованные в расчетах, приведены в табл. 1.

В расчетах по модели СЯ кроме упругого и неупругого каналов учитывались каналы с вылетом p, n и α (каналы с вылетом d, t и ³Не закрыты). Детали расчета по модели СЯ приведены в [1].



Рис. 4. Угловые зависимости компонент спин-тензоров $A_{k\kappa}(\theta_{\alpha})$ (*a*), а также компонент квадрупольного и гексадекапольного момента ядра ²⁴Mg(2⁺) (δ), образованного в реакции ²⁷Al($p, \alpha \gamma$)²⁴Mg при $E_p = 7.4$ МэВ. Обозначения теоретических кривых те же, что и на рис. 1.

6. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ АМПЛИТУДЫ ДЛЯ МЕХАНИЗМА ПОДХВАТА ТРИТОНА В РЕАКЦИИ ${}^{27}\text{Al}(p,\alpha){}^{24}\text{Mg}(2^+)$

Механизм подхвата тритона в реакции ${}^{27}\text{Al}(p,\alpha){}^{24}\text{Mg}(2^+)$ иллюстрируется полюсной диаграммой рис. 6. Для конкретных расчетов механизма подхвата по программному коду FRESCO необходимо знать спектроскопические амплитуды (CA) для обеих вершин распада $\alpha \rightarrow p + t$ и ядра $A = {}^{27}\text{Al} \rightarrow {}^{24}\text{Mg}(2^+) + t$. Поскольку ядра ${}^{27}\text{Al}$ и ${}^{24}\text{Mg}$ деформированы и принадлежат 1d— 2s-оболочке, расчет соответствующих CA мы произвели в рамках модели Нильссона [20].

Волновая функция (ВФ) ядра в модели Нильссона имеет вид $|NJ\Omega\rangle$, где единственное сохраняющееся квантовое число Ω — проекция спина J ядра на его ось симметрии, а N — главное квантовое число всех рассматриваемых нуклонов ядра. Эта функция может быть представлена в виде суперпозиции ВФ нильссоновских орбиталей $|(N_{\rm e}n_i)\Omega_i\rangle$. ВФ каждой из них может быть разложена по ортонормированному базису одночастичных собственных функций $|N_i = 2l_i\mu_i\sigma_i\rangle$ $(l_i, \mu_i -$ значение орбитального момента нуклона и его проекции, σ_i — проекции спина, $\mu_i + \sigma_i = \Omega_i$; $\sum_i \Omega_i = \Omega$) гамильтониана, учитывающего деформацию и спинорбитальное взаимодействие:

$$|(\mathcal{N}_{2} n_{i})\Omega_{i}\rangle = \sum_{l_{i}\mu_{i}\sigma_{i}} a_{l_{i}\mu_{i}\sigma_{i}} |N_{i} = 2l_{i}\mu_{i}\sigma_{i}\rangle.$$
(5)

Распишем ВФ ядер ²⁷Al($J_A = 5/2^+$), ²⁴Mg($J_B = 2^+$) модели Нильссона с $l_i = 2$ и положительной квадрупольной деформацией. ВФ орбитали (N_2 5) в ²⁷Al не зависит от деформации и содержит только одну компоненту $|222+\rangle$

$$\Psi_{27}{}_{\rm Al}(J=5/2^+\Omega=5/2)=$$
 (6a)

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 82 № 3 2019

Канал	<i>V</i> , МэВ	r_V, Φ_M	a_V, Φ_M	<i>W</i> , МэВ	r_W, Φ_M	a_W, Φ_M	V _{so} , МэВ	$r_{so}, \Phi_{\rm M}$	$a_{so}, \Phi_{\rm M}$	r_C, Φ_M	Литература
$^{27}\mathrm{Al} + p$	55.32	1.169	0.674	7.621*	1.295*	0.533*	5.644	0.970	0.590	1.329	[16]
$^{24}Mg + \alpha$	153.0	1.4	0.65	6.25	1.4	0.65				1.40	[17]

Таблица 1. Параметры оптических потенциалов в форме Вудса-Саксона

* Поверхностный потенциал в виде производной от формы Вудса-Саксона.

$$= |(\mathbb{N}_{2} 6)^{4} (\mathbb{N}_{2} 7)^{4} (\mathbb{N}_{2} 5)^{3} \Omega = 5/2 \rangle.$$

ВФ возбужденного состояния ²⁴Mg(2⁺) конструируется за счет перехода протона из конфигурации (№ 7)⁴ в орбиталь (№ 9), имеющую бо́льшую энергию возбуждения. Учет квадрупольной деформации ²⁴Mg(2⁺) и ²³Na(3/2⁺) дает оценку энергии возбуждения этого уровня 1.29 МэВ, что близко к экспериментальному значению 1.37 МэВ. При этом остов ²³Na векторно связан с нуклоном из орбитали (№ 9). В результате

$$\Psi_{^{24}Mg}(J=2^+\Omega=2) = \begin{pmatrix} 4\\ 1 \end{pmatrix}^{1/2} \times$$
 (66)

$$\times \left\{ \left| (\mathbb{N}_{2} 6)^{4} (\mathbb{N}_{2} 7)^{3} : \Omega = 3/2 \right\rangle \otimes \left| (\mathbb{N}_{2} 9) : \Omega = 1/2 \right\rangle \right\} \times \\ \times \sum_{\mu_{i}\sigma_{i}} a_{22\mu_{i}\sigma_{i}}^{7(^{23}\mathrm{Na})} a_{22\mu_{i}-\sigma_{i}}^{9(^{24}\mathrm{Mg})},$$
 где множитель
$$\begin{pmatrix} 4 \\ 1 \end{pmatrix}^{1/2}$$
развязывает антисиммет-

ризацию нуклонов в орбитали № 7.

В настоящей работе коэффициенты разложения ВФ каждой орбитали $a_{22\mu_i\sigma_i}^{N_{\circ}n_i}$ для всех ядер выбирались при соответствующих значениях параметров квадрупольной деформации ($\beta_2(Al) = 0.25$, $\beta_2(Mg) = 0.4$, $\beta_2(^{23}Na) = 0.4$ [17]). В сумме в (6б) для орбиталей (N_{\circ} 7) и (N_{\circ} 9) при одинаковой деформации остаются ненулевые члены только с $\mu_i = 1$, $\sigma_i = 1/2$. В результате векторно связные ВФ ядра ²³Na и нейтрона в орбитали (N_{\circ} 9) имеют вид

$$\begin{split} \left\{ \left| (\mathbb{N}_{2} \ 6)^{4} (\mathbb{N}_{2} \ 7)^{3} : \Omega &= 3/2 \right\rangle \otimes (\mathbb{N}_{2} \ 9) : \Omega &= 1/2 \rangle \right\} &= \\ &= \langle 2121 | 22 \rangle \left\langle 1/21/21/2 - 1/2 | 00 \right\rangle \times \\ &\times \left| (\mathbb{N}_{2} \ 6)^{4} (\mathbb{N}_{2} \ 7)^{3} : \Omega &= 3/2 \right\rangle | (\mathbb{N}_{2} \ 9) : \Omega &= 1/2 \rangle \,, \end{split}$$

а В
Ф $\Psi_{^{24}\mathrm{Mg}}(J=2^+\Omega=2)$ определяется выражением

$$\Psi_{^{24}Mg}(J=2^{+}\Omega=2) = \sqrt{\frac{6}{7}} a_{221+}^{7(^{23}Na)} a_{221-}^{9(^{24}Mg)} \left| (N_{^{0}}6)^{4} (N_{^{0}}7)^{3} : \Omega=3/2 \right\rangle \left| (N_{^{0}}9) : \Omega=1/2 \right\rangle.$$
(7)

Используя (6а) и (7), вычислим интеграл перекрытия $\Im B\Phi^{27}AI$ и ${}^{24}Mg(2^+)$.

$$\Im = \begin{pmatrix} 11\\ 3 \end{pmatrix}^{1/2} \sqrt{\frac{6}{7}} \left| (N_{2} 5)^{3} : \Omega = 5/2 \right\rangle a_{221+}^{7(2^{7} \text{Al})} \times$$
(8)

$$\times a_{221-}^{9(^{24}\text{Mg})} a_{221+}^{7(^{23}\text{Na})} \left\langle d^{4}[4]^{11} S | d^{3}[3]^{22} D, \, ^{22} d \right\rangle \times \\ \times \left\langle (\mathbb{N}_{2} \, 6)^{4} (\mathbb{N}_{2} \, 7)^{3} : \Omega = 3/2 | (\mathbb{N}_{2} \, 6)^{4} (\mathbb{N}_{2} \, 7)^{3} : \Omega = \\ = 3/2 \right\rangle \times \left\langle \mathbb{N}_{2} \, 9^{(^{24}\text{Mg})} \left\langle 221 - | \left| \mathbb{N}_{2} \, 7^{(^{27}\text{Al})} \right| 221 + \right\rangle \right\rangle =$$

 $= {\binom{11}{3}}^{1/2} \sqrt{\frac{6}{7}} \left(\frac{27}{24}\right)^{N/2} \Psi_{62} \left(\mathbf{r}_t - \mathbf{R}_{^{24}\text{Mg}}\right) \times \\ \times K_t (d^3[3]N = 6, \Lambda) |\varphi_t\rangle \, a_{221+}^{7(^{27}\text{Al})} a_{221-}^{9(^{24}\text{Mg})} a_{221+}^{7(^{23}\text{Na})}.$

В (8) множитель $\begin{pmatrix} 11 \\ 3 \end{pmatrix}^{1/2}$ развязывает анти-

симметризацию ядра 24 Mg и тритона в 27 Al, генеалогический коэффициент $\langle d^4[4]^{11}S | d^3[3]^{22}D, {}^{22}d \rangle =$



Рис. 5. Угловые зависимости компонент квадрупольной и гексадекапольной поляризации ядра 24 Mg(2⁺), образованного в реакции 27 Al($p, \alpha \gamma$) 24 Mg при $E_p = -7.4$ МэВ. Обозначения теоретических кривых те же, что и на рис. 1.

= 1, множитель $\left(\frac{27}{24}\right)^{N/2}$ учитывает отдачу яд-

ра ²⁴ Mg. Коэффициент $K_t(d^3[3]N, l)$ [21] является обобщенным коэффициентом Тальми для трех *d*-нуклонов, переводящим произведение их ВФ во внутреннюю ВФ тритона | φ_t и ВФ $\Psi_{6\Lambda}$ ($\mathbf{r}_t - \mathbf{R}_{24M\sigma}$) движения его центра масс отно-



Рис. 6. Диаграмма, иллюстрирующая прямой механизм подхвата тритона в реакции ${}^{27}\text{Al}(p,\alpha){}^{24}\text{Mg}(2^+)$.

сительно ядра ²⁴Mg(2⁺). $K_t(d^3[3]N, l)$ вычислен по формулам, приведенным в [1], там же даны его конкретные значения для $\Lambda = 0, 2, 4$.

СА $\Theta_{\Lambda s=1/2j}^{27 \text{Al} \to 24 \text{Mg}(2^+)+t}$ определяется через интеграл перекрытия \Im с учетом правил векторного сложения моментов:

$$\Theta_{ls=1/2j}^{27_{\rm Al} \to ^{24}{\rm Mg}(2^+)+t} = 3\sqrt{\frac{11}{7}} \left(\frac{9}{8}\right)^3 \times$$
(9a)
 $\times \sum K_t \left(d^3[3]Nl\right) a_{221+}^{7(2^7{\rm Al})} a_{221-}^{9(2^4{\rm Mg})} a_{221+}^{7(2^3{\rm Na})} \times$
 $\times \sqrt{(2j+1)(2J_{\rm Al}+1)(2L_{\rm Mg}+1)(2S_{\rm Mg}+1)} \times$
 $\times \left\{ \begin{array}{c} L_{\rm Mg} \ S_{\rm Mg} \ J_{\rm Mg} \\ l \ 1/2 \ j \\ L_{\rm Al} \ S_{\rm Al} \ J_{\rm Al} \end{array} \right\} \left\langle T_{\rm Mg} \tau_{\rm Mg} 1/2 - 1/2 \left| T_{\rm Al} \tau_{\rm Al} \right\rangle.$

В (9а) $J_{Mg} = 2$, $L_{Mg} = 2$, $J_{Al} = 5/2$, $T_{Al} = 1/2$ — орбитальные моменты, спины, полные моменты и изоспины ядер ²⁷Al и ²⁴Mg(2⁺). Согласно правилам отбора *l* может иметь значения 0, 2, 4; j = 1/2-9/2. Рассчитанные СА для распада ²⁷Al $\rightarrow 2^{4}$ Mg(2⁺) + *t* представлены в табл. 2. СА в легкой вершине определяются выражением

$$\Theta_{l=0}^{\alpha \to p+t} \sup_{s=1/2} = \langle \varphi_{\alpha} | \varphi_{t} \varphi_{p} \rangle =$$

$$= \begin{pmatrix} 4 \\ 3 \end{pmatrix}^{1/2} \langle T_{p} \tau_{p} T_{t} \tau_{t} | T_{\alpha} \tau_{\alpha} \rangle = \sqrt{2}.$$
(96)

7. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Полученные экспериментальные характеристики сравнивались с рассчитанными при некогерентном суммировании вкладов обоих рассмотренных механизмов. Все расчеты приведены без какихлибо дополнительных нормировок.

Сопоставление экспериментальных и расчетных угловых распределений дифференциального сечения α -частиц в реакции ${}^{27}\mathrm{Al}(p,\alpha){}^{24}\mathrm{Mg}$ с образованием первого возбужденного состояния ${}^{24}\mathrm{Mg}$

224

 $P_{\pm M}, \%$ $T_{k\kappa}$, отн. ед. 50 M = 0 T_{20} 0.2 25 0 -0.2 0 50 M = 2 T_{22} 0.2 25 0 -0.20 90 180 90 180 0 θ_ν(с.ц.м.), град

Рис. 7. Сравнение угловых зависимостей заселенностей магнитных подуровней (*a*) и компонент поляризации (б) ядра 24 Mg(2⁺), образованного в неупругом рассеянии протонов (кружки) и в реакции 27 Al($p, \alpha \gamma$)²⁴Mg(2⁺) (точки) при $E_p = 7.4$ МэВ.

представлено на рис. 1. Механизм подхвата тритона описывает общее немонотонное поведение дифференциального сечения, а вклад механизма образования СЯ относительно невелик. Сумма вкладов двух механизмов дает качественное согласие расчета с экспериментом при углах вылета α -частиц меньше 120°. Подъем сечения на больших углах не описывается в рамках использованных моделей и связан, по-видимому, с резонансными процессами.

Сравнение расчетных и экспериментальных функций угловой корреляции (рис. 2) показывает, что при $\theta_{\alpha} = 30^{\circ} - 90^{\circ}$, при которых согласуются расчетные дифференциальные сечения с экспериментальными, согласие еще можно оценить как качественное, причем при $\theta_{\alpha} = 30^{\circ}$ наблюдается

Таблица 2. Спектроскопические амплитуды для механизма подхвата тритона в реакции ${}^{27}\text{Al}(p,\alpha){}^{24}\text{Mg}(2^+)$

Вершина распада	Λ	j	$\Theta_{\Lambda s=1/2j}^{^{27}\text{Al}(\alpha) \to ^{24}\text{Mg}(2^+)(p)+t}$
$\alpha \to p+t$	0	0	1.414
$^{27}\mathrm{Al}(5/2^+) \rightarrow$	0	1/2	0.497
$\rightarrow^{24} Mg(2^+) + t$	2	3/2	-0.352
1.0		5/2	0.667
	4	7/2	-0.303
		9/2	0.718^{*}

* В [1] приведено ошибочное значение этой компоненты СА.

минимум $W(\theta_{\gamma}, \varphi_{\gamma}; \theta_{\alpha})$ при $\varphi_{\gamma} = 270^{\circ}$ и $\theta_{\gamma} = 90^{\circ}$ и в экспериментальной, и в расчетной зависимостях. Практически при всех больших углах разногласие носит принципиальный характер. При $\varphi_{\gamma} = 270^{\circ}$ и $\theta_{\gamma} = 90^{\circ}$ в эксперименте наблюдаются максимумы $W(\theta_{\gamma}, \varphi_{\gamma}; \theta_{\alpha})$. В то же время расчетные значения $W(\theta_{\gamma}, \varphi_{\gamma}; \theta_{\alpha})$, определяемые преимущественным вкладом механизма подхвата тритона, при $\varphi_{\gamma} =$ $= 270^{\circ}$ и $\theta_{\gamma} = 90^{\circ}$ имеют минимум при всех значениях θ_{α} .

Рассчитанные заселенности $P_{\pm M}$ ядра ²⁴ Mg для различных проекций M при $\theta_{\alpha} < 120$ достаточно хорошо согласуются с экспериментальными для всех значений проекций (рис. 3) и определяются прямым механизмом подхвата тритона в коллективной модели. При $\theta_{\alpha} \sim 160^{\circ}$ для P_0 и $P_{\pm 2}$ ситуация кардинально меняется: расчетные заселенности P_0 в два раза меньше экспериментальных, а $P_{\pm 2}$ наоборот — вдвое превышает экспериментальные значения. В этой области углов экспериментальные значения для $P_{\pm 2}$ определяются механизмом СЯ. Рассчитанные $P_{\pm 1}$ показывают слабую зависимость от угла θ_{α} и близки к экспериментальным значениям.

Согласие расчетных и экспериментальных ориентационных характеристик — спин-тензоров $A_{k\kappa}(\theta_{\alpha})$, тензоров ориентации мультипольных моментов и тензорной поляризации ядра ²⁴Mg(2⁺) (рис. 4 и 5) — можно оценивать лишь как качественное. Расчет передает сложную осциллирующую зависимость этих характеристик от угла θ_{α} ,

при этом вклад модели СЯ в поляризационные характеристики ядра ²⁴Mg(2⁺) незначителен.

В [8] было обнаружено подобие ряда экспериментальных поляризационных характеристик $(P_{\pm M}, t_{k\kappa}$ и $T_{k\kappa})$ выстроенного ядра ²⁴ Mg(2⁺), полученных в неупругом рассеянии протонов, дейтронов и α -частиц на ²⁴Mg при одной и той же энергии падающих частиц на нуклон. В исследованной реакции некоторые компоненты поляризационных характеристик также оказались наиболее близки к соответствующим величинам, приведенным в [8] для неупругого рассеяния протонов. Сравнение угловых зависимостей компонент $P_{\pm M}$ и $T_{k\kappa}$ ядра 24 Mg(2^+), полученных в исследуемой реакции и в неупругом рассеянии протонов в широкой области углов (рис. 7), демонстрирует их подобие. Одна из причин такого подобия поляризационных характеристик в рассмотренных реакциях может быть связана с коллективными возбуждениями конечного ядра, обусловленными большой статической деформацией ядра ²⁴Мg.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерены двойные дифференциальные сечения реакции ²⁷Al($p, \alpha_1 \gamma$)²⁴Mg для 11 углов вылета α -частиц в интервале $\theta_{\alpha} = 30^{\circ}-160^{\circ}$ (лаб.) при $E_p = 7.4$ МэВ. Восстановлены все четные компоненты спин-тензоров матрицы плотности ядра ²⁴Mg в состоянии 2⁺ (1.369 МэВ) и определены его поляризационные характеристики: заселенности магнитных подуровней $P_{\pm M}$, тензоры ориентации мультипольных моментов $t_{k\kappa}$ и тензорная поляризация $T_{k\kappa}$ ядра ²⁴Mg(2⁺). Экспериментальные результаты сопоставлены с теоретическими, полученными в предположении механизма подхвата тритона (с использованием коллективной модели в рамках метода связанных каналов) и в предположении механизма образования составного ядра в статистическом пределе.

Необходимые для расчета сечения механизма подхвата СА получены в модели Нильссона с учетом деформации ядер.

Основные выводы о механизме реакции в целом близки к тем, которые были сделаны в предыдущей работе с меньшим объемом экспериментальной информации. Сопоставление экспериментальной и расчетной угловой зависимости измеренных поляризационных характеристик ядра 24 Mg, образованного в реакции 27 Al(p, α_1) 24 Mg, а также дифференциального сечения реакции показало, что механизм подхвата тритона описывает их общее немонотонное поведение, а вклад механизма образования СЯ относительно невелик. Сумма вкладов двух механизмов дает качественное согласие расчета с экспериментом при углах вылета α -частиц

в переднюю полусферу. При углах θ_{α} задней полусферы согласия расчетов с экспериментом нет. В частности, максимум дифференциального сечения на больших углах не описывается в рамках использованных моделей и связан, по-видимому, с резонансными процессами.

Экспериментальные функции угловой корреляции имеют принципиальные расхождения с расчетными. Согласие экспериментальных и теоретических поляризационных характеристик ядра 24 Mg($^{2+}$) — заселенностей магнитных подуровней, тензоров ориентации мультипольных моментов и тензорной поляризации — следует рассматривать только как качественное. Этот факт указывает на важность учета в исследованной реакции более сложных механизмов, чем механизм подхвата тритона в MCK.

Результаты проведенного эксперимента выявили сходство некоторых компонент поляризационных характеристик с аналогичными характеристиками, полученными ранее в неупругом рассеянии протонов и дейтронов на ²⁴Mg при энергии ≈7.5 МэВ/нуклон. Подобие поляризационных характеристик в рассмотренных реакциях может быть обусловлено большой статической деформацией ядра ²⁴Mg.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, Изв. РАН. Сер. физ. 80, 338 (2016) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 80, 304 (2016)].
- 2. Н. С. Зеленская, И. Б. Теплов, *Характеристики* возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях (Энергоатомиздат, Москва, 1995).
- Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, И. А. Конюхова, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, ЯФ 76, 1496 (2013) [Phys. At. Nucl. 76, 1415 (2013)].
- Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, И. А. Конюхова, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, С. В. Артемов, ЯФ 77, 1487 (2014) [Phys. At. Nucl. 77, 1421 (2014)].
- Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, И. А. Конюхова, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, С. В. Артемов, Изв. РАН. Сер. физ. 75, 588 (2011) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 75, 552 (2011)].
- Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, И. А. Конюхова, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, Изв. РАН. Сер. физ. 78, 580 (2014) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 78, 395 (2014)].
- Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, С. В. Артемов, Изв. РАН. Сер. физ. 79, 556 (2015) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 79, 513 (2015)].
- Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, ЯФ 78, 818 (2015) [Phys. At. Nucl. 78, 767 (2015)].

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 82 № 3 2019

- 9. T. Tamura, Rev. Mod. Phys. 37, 679 (1965).
- 10. I. J. Tompson, Comput. Phys. Rep. 7, 167 (1988); http://www.fresko.org.uk/
- 11. T. L. Belyaeva, N. S. Zelenskaya, and N. V. Odintzov, Comput. Phys. Commun. **73**, 161 (1992).
- 12. Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, А. В. Спасский, Наукоемкие технологии 4 (1), 19 (2003).
- Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, Изв. РАН. Сер. физ. 76, 478 (2012) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 76, 422 (2012)].
- Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, ЯФ 75, 1406 (2012) [Phys. At. Nucl. 75, 1331 (2012)].
- 15. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, ЯФ **63**, 1881 (2000) [Phys. At. Nucl. **63**, 1792 (2000)].

- G. P. Lawrence and A. R. Quinton, Nucl. Phys. 65, 275 (1965).
- 17. http://cdfe.sinp.msu.ru/services/radchart/radmain.html/
- A. J. Koning and J. P. Delaroche, Nucl. Phys. A 713, 231 (2003).
- 19. W. J. Thompson, G. E. Grawford, and R. H. Davis, Nucl. Phys. A **98**, 228 (1967).
- 20. С. Г. Нильссон, в сб.: Деформация атомных ядер (Изд-во иностр. лит., Москва, 1958), с. 232.
- 21. В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, *Нуклонные ассоциации в легких ядрах* (Наука, Москва, 1969).

POLARIZATION FEATURES OF THE ${}^{24}Mg(2^+)$ NUCLEUS FORMED IN THE ${}^{27}Al(p, \alpha){}^{24}Mg(2^+)$ REACTION

L. I. Galanina¹⁾, N. S. Zelenskaya¹⁾, V. M. Lebedev¹⁾, N. V. Orlova¹⁾, A. V. Spassky¹⁾, I. S. Tiurin¹⁾

¹⁾Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University (SINP MSU), Moscow, Russia

The double-differential cross sections of the reaction ${}^{27}\text{Al}(p, \alpha_1\gamma){}^{24}\text{Mg}$ at proton energy $E_p = 7.4$ MeV were measured for 11 angles of α particles emission in the range $\theta_{\alpha} = 30^{\circ}-160^{\circ}$ (lab.). All the even components of the density matrix spin-tensors of an oriented ${}^{24}\text{Mg}$ nucleus in the 2⁺ (1.369 MeV) state were restored and its polarization features were determined: population of magnetic sublevels for all projections of the nuclear spin, orientation tensors of the multipole moments, quadrupole and hexadecapole tensor polarization. The experimental results are compared with the calculations for the mechanism of triton pick-up in the method of coupled channels and compound nucleus model in the statistical limit.