

АНАЛИЗ УГЛОВЫХ t – γ -КОРРЕЛЯЦИЙ В РЕАКЦИИ $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}(2^+)$

© 2020 г. Л. И. Галанина^{1)*}, Н. С. Зеленская¹⁾,
В. М. Лебедев¹⁾, Н. В. Орлова¹⁾, А. В. Спасский¹⁾

Поступила в редакцию 25.12.2019 г.; после доработки 25.12.2019 г.; принята к публикации 25.12.2019 г.

Проведен теоретический анализ ранее измеренных при $E_\alpha = 30.3$ МэВ угловых t – γ -корреляций в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}(2^+)$ с образованием конечного ядра в нижнем возбужденном состоянии. Экспериментальные результаты сравниваются с расчетами для механизма срыва протона в методе связанных каналов и в статистическом пределе модели составного ядра. Спектроскопические амплитуды для вершины $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{27}\text{Al} + p$ рассчитаны в модели Нильссона. Используемый модельный подход позволил получить в удовлетворительном согласии с экспериментом как дифференциальные сечения реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ с образованием ^{28}Si в трех нижних состояниях, так и большую часть ориентационных характеристик ядра $^{28}\text{Si}(2^+)$.

DOI: 10.31857/S0044002720030071

1. ВВЕДЕНИЕ

Проведенный до настоящего времени анализ характеристик реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ оставляет много вопросов. Так как в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ участвуют деформированные ядра $2s$ – $1d$ -оболочки, следует ожидать в формировании ее сечений существенную роль связи каналов. Далее, выбор параметров коллективной модели при анализе только угловых распределений дифференциального сечения продуктов реакции, как правило, не является однозначным. В результате для исследования механизма таких реакций целесообразно использовать данные “полного опыта”, включающего различные t – γ -корреляционные характеристики, считая, что некоторые из них будут более чувствительны к параметрам модели, чем угловые зависимости дифференциального сечения.

В [1] ранее нами были получены экспериментальные корреляционные характеристики реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t\gamma)^{28}\text{Si}$ при $E_\alpha = 30.3$ МэВ с образованием конечного ядра ^{28}Si в основном (0^+) и двух нижних возбужденных состояниях 2^+ (1.78 МэВ) и 4^+ (4.62 МэВ). Для их теоретического анализа использовался механизм срыва протона, рассчитываемый в рамках метода связанных каналов (МСК)

по коду СНУСК [2], а спектроскопические амплитуды (СА) были получены эмпирическим путем, что заметно снизило достоверность результатов анализа.

Обзор работ по реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ до 1990 г. с возбуждением нижних уровней конечного ядра приводился нами ранее в [1]. С тех пор появилось только четыре работы, в которых обсуждались различные аспекты этой реакции: нормировочная константа в расчетах по методу искаженных волн [3] ($E_\alpha = 25$ – 104 МэВ), выбор потенциалов в коде DWUCK5 [4, 5] ($E_\alpha = 64.5$ МэВ) и феноменологическая модель развала частиц пучка в ядерных реакциях [6] (для реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ $E_\alpha = 80$ и 160 МэВ).

В настоящей работе полученные в [1] ориентационные характеристики реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ проанализированы для механизма срыва протона в МСК (код FRESKO [7]) и модели составного ядра (код CNDENSI [8]). В отличие от [1], СА для канала распада $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{27}\text{Al} + p$ рассчитаны в модели Нильссона [9], поскольку и начальное, и конечное ядра в этой вершине принадлежат $1d$ – $2s$ -оболочке и являются деформированными [10].

2. ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНЕЧНОГО ЯДРА, ПОЛУЧАЕМЫЕ ИЗ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ ЧАСТИЦА– γ -КВАНТ

В разделе описана методика восстановления ориентационных характеристик конечного возбужденного ядра $B^*(J_B)$, образованного в реакции $A(x, y\gamma)B$.

¹⁾Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, Москва, Россия

*E-mail: galan_lidiya@mail.ru

Двойные дифференциальные сечения $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma, \theta_y)$ для каждого θ_y параметризовались с помощью выражения [11]

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

$$\times A_{k\kappa}(\theta_y) Y_{k\kappa}^*(\theta_\gamma, \varphi_\gamma),$$

где $Y_{k\kappa}^*(\theta_\gamma, \varphi_\gamma)$ — сопряженные сферические функции углов θ_γ и φ_γ вылета γ -кванта в сферической системе координат с осью Z , направленной вдоль импульса падающих частиц, и плоскостью (X, Z) , совпадающей с плоскостью реакции (“экспериментальной” системе координат (СК)), $A_{k\kappa}(\theta_y)$ — вещественные параметры, с точностью до множителей совпадающие с компонентами $\rho_{k\kappa}(\theta_y)$ спин-тензоров матрицы плотности конечного ядра. Величины $A_{k\kappa}(\theta_y)$ согласно (1) удовлетворяют условию $A_{00}(\theta_y) = \rho_{00}(\theta_y) \equiv d\sigma/d\Omega(\theta_y)$.

Знание компонент спин-тензоров $\rho_{k\kappa}(\theta_y)$ матрицы плотности дает возможность определить основные ориентационные характеристики ядра B^* : заселенности $P_{\pm M}(J_B, \theta_y)$ магнитных подсостояний, тензоры ориентации $t_{k\kappa}(\theta_y)$ мультипольных моментов и тензоры квадрупольной и гексадекапольной поляризации.

Заселенности $P_{\pm M}(J_B, \theta_y)$ определяются отношением диагональных элементов матрицы плотности к ее шпuru (совпадающим с $\rho_{00}(\theta_y)$) в СК, ось Z которой совпадает с направлением спина ядра и перпендикулярна плоскости реакции. Переход в эту СК из “экспериментальной” осуществляется с помощью функции $D_{\kappa 0}^k(\pi/2, \pi/2, \pi/2)$ [11]:

$$P_{\pm M}(J_B, \theta_y) = \frac{1}{\sqrt{(2J_B+1)}} \frac{1}{\rho_{00}(\theta_y)} \times \quad (2)$$

$$\times \sum_{k\kappa} (-1)^{J_B-M} \langle J_B M J_B - M | k 0 \rangle \times$$

$$\times \rho_{k\kappa}(\theta_y) D_{\kappa 0}^k(\pi/2, \pi/2, \pi/2).$$

Тензоры ориентации $t_{k\kappa}(\theta_y)$ мультипольных моментов определяются в СК, в которой ось Z направлена по импульсу ядра-отдачи. Переход в

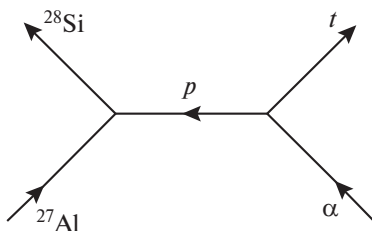


Рис. 1. Диаграмма, соответствующая механизму срыва протона.

эту СК из “экспериментальной” осуществляется функцией $D(\pi, \pi - \theta_y, \pi)$ [11]:

$$t_{k\kappa}(\theta_y) = \frac{1}{\sqrt{(2k+1)(2J_B+1)}} \frac{1}{\rho_{00}(\theta_y)} \times \quad (3)$$

$$\times \sum_{\kappa'} \rho_{k\kappa'}(\theta_y) D_{\kappa'\kappa}^k(\pi, \pi - \theta_y, \pi).$$

Тензорная поляризация $T_{k\kappa}(\theta_y)$ определяется в СК с осью Z , перпендикулярной плоскости реакции, и осью X , направленной по импульсу падающего пучка. Переход в эту СК из “экспериментальной” осуществляется тремя поворотами на углы Эйлера $\alpha = \pi/2, \beta = \pi/2, \gamma = \pi$ [12]:

$$T_{k\kappa}(\theta_y) = \frac{1}{\sqrt{(2J_B+1)}} \times \quad (4)$$

$$\times \sum_{\pm\kappa'} \frac{\rho_{k\kappa'}}{\rho_{00}} D_{\kappa'\kappa}^k(\pi/2, \pi/2, \pi).$$

Отметим, что экспериментальные ориентационные характеристики (2)–(4) ядра ^{28}Si получены только в передней полусфере вылета тритонов.

3. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ АМПЛИТУДЫ ДЛЯ МЕХАНИЗМА СРЫВА ПРОТОНА В РЕАКЦИИ $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$

3.1. Определение СА протона в вершине распада $^{28}\text{Si}(J_B) \rightarrow ^{27}\text{Al}(J_A) + p$ в модели Нильссона

Механизм срыва протона в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ иллюстрируется полюсной диаграммой рис. 1. Необходимые для расчета СА для обеих вершин распада диаграммы рис. 1 в различных каналах определяются переданным орбитальным моментом Λ и спином $s_p = 1/2$, векторно связанными в полный переданный момент $\mathbf{j} = \mathbf{\Lambda} + \mathbf{s}_p$: $\theta_{s_p}^{\alpha \rightarrow t+p} = \sqrt{2}$ и $\theta_{\Lambda s_p j}^{28\text{Si}(J_B=0^+, 2^+, 4^+) \rightarrow p+^{27}\text{Al}(J_A=5/2^+, 1/2^+)}$.

В модели Нильссона СА $\theta_{\Lambda s_c j}^{B(J_B) \rightarrow c+A(J_A)}$ определяются выражением [13]

$$\theta_{\Lambda s_c j}^{B(J_B) \rightarrow c+A(J_A)} = \left(\frac{B}{A}\right)^{N_c/2} \mathfrak{S}_{N_c \Lambda s_c}^{J_B \rightarrow J_A} \times \quad (5)$$

$$\times \sqrt{(2j+1)(2J_A+1)(2L_B+1)(2S_B+1)} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} L_A & S_A & J_A \\ \Lambda & s_c & j \\ L_B & S_B & J_B \end{pmatrix} \langle T_A \tau_A T_c \tau_c | T_B \tau_B \rangle,$$

где N_c — количество квантов, уносимых передаваемым кластером c , $(B/A)^{N_c/2}$ — множитель отдачи; $\mathfrak{S}_{N_c \Lambda s_c}^{J_B \rightarrow J_A}$ — интеграл перекрытия волновых

функций (ВФ) ядер A и B в модели Нильссона с ВФ $\Psi_{N_c\Lambda}(\mathbf{r}_c - \mathbf{R}_A)$ относительного движения кластеров c и A ; L_i, S_i, J_i, T_i — орбитальные моменты, спины, полные моменты и изоспины ядер ($i = A, B, c$).

3.2. Волновые функции ядер ^{27}Al и ^{28}Si в модели Нильссона

Определим ВФ ядер ^{27}Al и ^{28}Si , принадлежащих $1d-2s$ -оболочке. В модели Нильссона [9] ВФ $|NJ\Omega\rangle$ имеют только три сохраняющихся квантовых числа: главное квантовое число N , полный спин ядра J и его проекция Ω на ось симметрии ядра, причем $|NJ\Omega\rangle = (-1)^{J-\Omega} |NJ - \Omega\rangle$. Эти ВФ могут быть представлены в виде суперпозиции ВФ нильссоновских орбиталей $|(N^{\circ}n_i)\Omega_i\rangle$, разложенных по ортонормированному базису одночастичных собственных функций $|N_i l_i \mu_i \sigma_i\rangle$ (l_i, μ_i — значения 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 спин-орбитальное взаимодействие:

$$|(N^{\circ}n_i)\Omega_i\rangle = \sum_{l_i \mu_i} a_{l_i \mu_i \sigma_i} |N_i l_i \mu_i \sigma_i\rangle. \quad (6)$$

Четыре нуклона с разнонаправленными спинами и изоспинами в модели Нильссона представляют замкнутую конфигурацию с $\Omega_i = 0$.

В [13] нами определена ВФ ядра ^{27}Al ($J_A = 5/2^+$) в модели Нильссона с положительной квадрупольной деформацией $\beta_2(\text{Al}) = 0.25$ [10], содержащая две заполненные орбитали и дырочную конфигурацию в орбитали (№ 5) $1d_{5/2}$ -оболочки с $N_i = 2$

$$\begin{aligned} \Psi_{^{27}\text{Al}}(J_A = 5/2^+, \Omega = 5/2) = & \quad (7a) \\ = |(N^{\circ}6)^4(N^{\circ}7)^4(N^{\circ}5)^3 : \Omega = 5/2\rangle. \end{aligned}$$

Волновая функция ядра ^{27}Al ($J_A = 1/2^+$) в низшем возбужденном состоянии конструируется путем перехода нейтрона из орбитали (№ 5) в свободную орбиталь (№ 11), принадлежащую $1d_{3/2}$ -оболочке, и имеет вид

$$\begin{aligned} \Psi_{^{27}\text{Al}}(J_A = 1/2^+, \Omega = 1/2) = & \quad (7b) \\ = \sqrt{3} \sum_{l_i \mu_i} a_{222+}^{5(^{27}\text{Al})} a_{21\mu_i}^{11(^{27}\text{Al})} \times \\ \times |(N^{\circ}6)^4(N^{\circ}7)^4(N^{\circ}5)^2 : \Omega_1 = 0\rangle \times \\ \times |(N^{\circ}11) : \Omega_2 = 1/2\rangle = \\ = \sqrt{3} |(N^{\circ}6)^4(N^{\circ}7)^4(N^{\circ}5)^2 : \Omega_1 = 0\rangle \times \\ \times \left(a_{200+}^{11(^{27}\text{Al})} |200+\rangle + a_{221-}^{11(^{27}\text{Al})} |221-\rangle \right), \end{aligned}$$

Таблица 1. Спектроскопические амплитуды для механизма срыва протона в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$

Вершина распада	Λ	j	$\Theta_{\Lambda s p j}^{^{28}\text{Si} \rightarrow p + ^{27}\text{Al}}$
$\alpha \rightarrow p + t$	0	1/2	1.414
$^{28}\text{Si}(0^+) \rightarrow p + ^{27}\text{Al}(5/2^+)$	2	5/2	1.467
$^{28}\text{Si}(2^+) \rightarrow p + ^{27}\text{Al}(5/2^+)$	0	1/2	0.295
$^{28}\text{Si}(2^+) \rightarrow p + ^{27}\text{Al}(5/2^+)$	2	3/2	0.202
		5/2	0.404
$^{28}\text{Si}(4^+) \rightarrow p + ^{27}\text{Al}(5/2^+)$	2	3/2	-0.272
		5/2	-0.192
$^{28}\text{Si}(0^+) \rightarrow p + ^{27}\text{Al}(1/2^+)$	0	1/2	-0.842
$^{28}\text{Si}(2^+) \rightarrow p + ^{27}\text{Al}(1/2^+)$	2	3/2	0.113
		5/2	0.138

где $a_{222+}^5 = 1$ и не зависит от деформации, $a_{200+}^{11(^{27}\text{Al})} = -0.59$, $a_{221-}^{11(^{27}\text{Al})} = -0.56$ [9]. Оценка энергии возбуждения состояния $^{27}\text{Al}(J_A = 1/2^+)$ в такой конфигурации составляет ~ 0.9 МэВ, что хорошо согласуется с экспериментальным значением 0.84 МэВ [10].

ВФ $^{28}\text{Si}(J_B = 0^+)$ с $\beta_2(^{28}\text{Si}) = -0.35$ [10] содержит три заполненные орбитали, принадлежащие $1d_{5/2}$ -оболочке

$$\begin{aligned} \Psi_{^{28}\text{Si}}(J = 0^+, \Omega = 0) = & \quad (8a) \\ = |(N^{\circ}6)^4(N^{\circ}7)^4(N^{\circ}5)^4 : \Omega = 0\rangle. \end{aligned}$$

ВФ $^{28}\text{Si}(J_B = 2^+)$ с той же квадрупольной деформацией может быть сконструирована как частично-дырочная конфигурация $|(N^{\circ}7)1d\rangle \rightarrow |(N^{\circ}9)2s\rangle$, имеющая энергию возбуждения

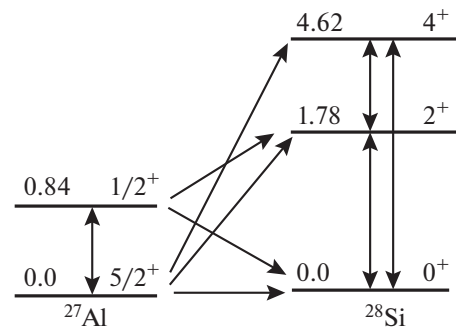


Рис. 2. Схема расчетов по МСК. Двусторонней стрелкой показана связь уровней в ядрах, односторонними — переходы с передачей частицы.

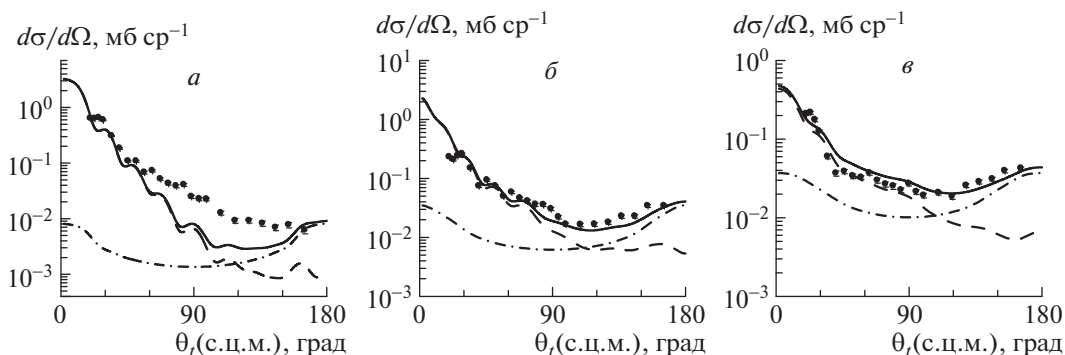


Рис. 3. УР протонов в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{28}\text{Si}$ с образованием конечного ядра в основном (а) и в двух нижних 2^+ (б) и 4^+ (в) состояниях. Точки — эксперимент при $E_\alpha = 30.3$ МэВ [1]. Кривые: штриховая — механизм срыва тритона в МСК, штрихпунктирная — статистический механизм образования СЯ, сплошная — суммарное сечение.

2.12 МэВ, близкую к экспериментальному значению 1.78 МэВ:

$$\begin{aligned} \Psi_{^{28}\text{Si}}(J_B = 2^+, \Omega = 2) = & \sqrt{2} a_{222-}^{7(^{28}\text{Si})} a_{200+}^{9(^{28}\text{Si})} \times \quad (8б) \\ & \times |(N\#6)^4 \{ (N\#7)^3 |222-\} \} (N\#5)^4 \Omega_1 = 3/2 \rangle \times \\ & \times \{ | (N\#9) |200+\} \} : \Omega_2 = 1/2 \rangle + \\ & + \sqrt{\frac{6}{7}} a_{221+}^{7(^{28}\text{Si})} a_{221-}^{9(^{28}\text{Si})} \times \\ & \times |(N\#6)^4 \{ (N\#7)^3 |221+\} \} (N\#5)^4 : \Omega_1 = 3/2 \rangle \times \\ & \times \{ | (N\#9) |221-\} \} : \Omega_2 = 1/2 \rangle. \end{aligned}$$

Первая компонента ВФ (8б) соответствует виртуальному протону с $\Lambda = 0$, а вторая — с $\Lambda = 2$.

Коэффициенты разложения для орбиталей (№ 7) и (№ 9) равны: $a_{221+}^{7(^{28}\text{Si})} = 0.235$, $a_{222-}^{7(^{28}\text{Si})} = 0.972$, $a_{221-}^{9(^{28}\text{Si})} = 0.957$, $a_{200+}^{9(^{28}\text{Si})} = 0.290$ [9].

ВФ $^{28}\text{Si}(J_B = 4^+)$ конструируется как частично-дырочная конфигурация $| (N\#5)1d \rangle \rightarrow | (N\#8)1d \rangle$ с энергией возбуждения ~ 3.9 МэВ (экспериментальное значение 4.62 МэВ):

$$\begin{aligned} \Psi_{^{28}\text{Si}}(J_B = 4^+, \Omega = 4) = & \sqrt{2} a_{222-}^{8(^{28}\text{Si})} \times \quad (8в) \\ & \times |(N\#6)^4 (N\#7)^4 (N\#5)^3 : \Omega_1 = 5/2 \rangle \times \\ & \times | (N\#8) : \Omega_2 = 3/2 \rangle, \end{aligned}$$

где $a_{222-}^{8(^{28}\text{Si})} = -0.412$ [9].

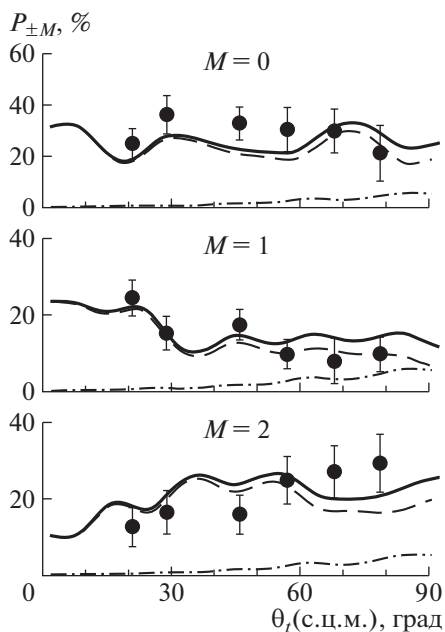


Рис. 4. Заселенности $P_{\pm M}$ подуровней ядра $^{28}\text{Si}(2^+)$ для различных проекций M при $\theta_t < 90^\circ$. Обозначения расчетных кривых — те же, что и на рис. 3.

3.3. Расчет СА в вершине распада

$$^{28}\text{Si}(J_B) \rightarrow ^{27}\text{Al}(5/2^+) + p$$

Используя ВФ (7а), (8а)–(8в), рассчитаем интегралы $\mathfrak{S}_{\Lambda}^{5/2^+ \rightarrow J_B^+}$ для $J_B = 0^+, 2^+, 4^+$. Получаем

$$\begin{aligned} \mathfrak{S}_{\Lambda=2}^{5/2^+ \rightarrow 0^+} = & \int \langle (N\#6)^4 (N\#7)^4 (N\#5)^3 : \Omega = \quad (9) \\ & = 5/2 | (N\#6)^4 (N\#7)^4 (N\#5)^3 : \Omega = 5/2 \rangle \times \\ & \times \text{GC} \langle 222 + | \Psi_{22}(\mathbf{r}_p) \chi_p \rangle d\tau = \text{GC}, \end{aligned}$$

где GC — генеалогический коэффициент отделения $d_{5/2}$ -протона:

$$\text{GC} = \sqrt{4} \langle d^4 [4]^{31} S | d^3 [3]^{22} D, {}^{22} D \rangle = 2 [14], \quad (10)$$

$$\mathfrak{S}_{\Lambda=0}^{5/2^+ \rightarrow 2^+} = 2\sqrt{2} a_{222-}^{7(^{28}\text{Si})} a_{222-}^{7(^{27}\text{Al})} a_{200+}^{9(^{28}\text{Si})}, \quad (11а)$$

$$\mathfrak{S}_{\Lambda=2}^{5/2^+ \rightarrow 2^+} = 2\sqrt{\frac{6}{7}} a_{221+}^{7(^{28}\text{Si})} a_{222-}^{7(^{27}\text{Al})} a_{221-}^{9(^{28}\text{Si})}, \quad (11б)$$

$$\mathfrak{S}_{\Lambda=2}^{5/2^+ \rightarrow 4^+} = \sqrt{2} a_{222-}^{8(^{28}\text{Si})}. \quad (12)$$

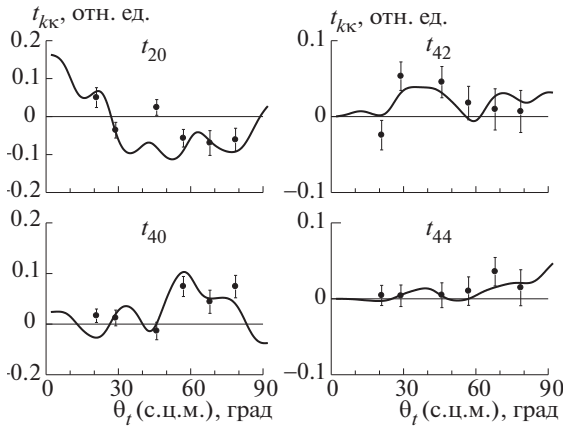


Рис. 5. Тензоры ориентации мультипольных моментов $t_{kk}(\theta_i)$ с $k = 2$ и 4 для ядра $^{28}\text{Si}(2^+)$. Сплошные кривые на этом и следующем рисунке — расчет в МСК для механизма срыва протона.

Подставляя значение интегралов (9)–(12) вместе с алгебраическими множителями, множителем отдачи и изоспиновыми коэффициентами в (5), получаем СА протона в $^{28}\text{Si}(J_B)\theta_{\Lambda s p j}^{^{28}\text{Si}(J_B) \rightarrow p + ^{27}\text{Al}(5/2^+)}$ (см. табл. 1).

3.4. Расчет СА в вершине распада $^{28}\text{Si}(J_B) \rightarrow ^{27}\text{Al}(1/2^+) + p$

Аналогично предыдущему разделу, используя ВФ (7б), (8а), (8б), рассчитаем интегралы $\mathfrak{S}_{\Lambda}^{1/2^+ \rightarrow J_B^+}$ при $J_B = 0^+, 2^+$. Получаем

$$\mathfrak{S}_{\Lambda=0}^{1/2^+ \rightarrow 0^+} = \sqrt{3} a_{200+}^{11(^{27}\text{Al})} G C_0^{0^+ \rightarrow 1/2^+}, \quad (13a)$$

где $G C_0^{0^+ \rightarrow 1/2^+} = \begin{pmatrix} 4 \\ 2 \end{pmatrix}^{1/2} \langle d^4 [4]^{11} S | d^2 [2]^{13} S,$

$$d^2 [2]^{13} S \rangle = -\sqrt{\frac{7}{5}} [14],$$

$$\mathfrak{S}_{\Lambda=2}^{1/2^+ \rightarrow 2^+} = \frac{6\sqrt{2}}{\sqrt{7}} a_{221-}^{11(^{27}\text{Al})} a_{222-}^{7(^{28}\text{Si})} \times \quad (13б)$$

$$\times a_{221-}^{9(^{28}\text{Si})} a_{222-}^{7(^{27}\text{Al})} G C_2^{2^+ \rightarrow 1/2^+},$$

где $G C_2^{2^+ \rightarrow 1/2^+} \equiv \begin{pmatrix} 4 \\ 2 \end{pmatrix}^{1/2} \langle d^4 [4]^{11} S | d^2 [2]^{13} D,$

$$d^2 [2]^{13} D \rangle = -\frac{2}{\sqrt{7}}.$$

Подставляя значение интегралов (13) вместе с соответствующими алгебраическими множителями, множителем отдачи и изоспиновым коэффициентом в (5), получаем СА $\theta_{\Lambda s p j}^{^{28}\text{Si}(J_B) \rightarrow p + ^{27}\text{Al}(1/2^+)}$ протона в $^{28}\text{Si}(J_B = 0^+, 2^+)$ с возбужденным

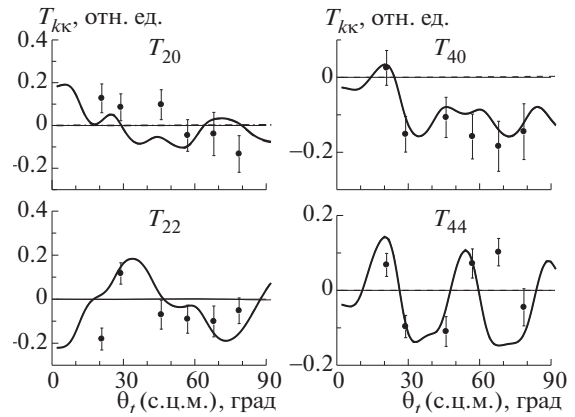


Рис. 6. Компоненты квадрупольной и гексадекапольной поляризации ядра $^{28}\text{Si}(2^+)$.

$^{27}\text{Al}(1/2^+)$. Все рассчитанные СА приведены в табл. 1.

4. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ РАСЧЕТОВ В МСК И В МОДЕЛИ СОСТАВНОГО ЯДРА

В настоящей работе проведено сопоставление полученных в [1] экспериментальных результатов с теоретическими расчетами в предположении механизма срыва протона в рамках МСК и механизма образования составного ядра.

Схема расчета по МСК приведена на рис. 2. В коде FRESKO [7] возможно использование различного типа связей (STR) между каналами. Мы выбирали эти связи на основе экспериментальных вероятностей электромагнитных переходов $B(E_\lambda; J \rightarrow J')$ между уровнями.

Для кулоновского возбуждения связи STR определялись выражением [15]

$$\text{STR} \equiv M(E_\lambda) = \quad (14)$$

$$= \pm \sqrt{(2J+1)B(E_\lambda; J \rightarrow J')}$$

в случае недиагональных матричных элементов.

Для диагональных матричных элементов (ре-ориентация) кулоновские STR выражались через моменты деформации Q_2 [15]:

$$\text{STR} \equiv M(E_\lambda) = \pm \sqrt{\frac{5(2J+1)}{16\pi}} \langle J J 0 0 | J J \rangle Q_2. \quad (15)$$

Таблица 2. Параметры связи в МСК

Связь	STR, $e^2 \Phi_M^4$	RDEF, $e^2 \Phi_M^4$
$^{27}\text{Al}(5/2^+) \leftrightarrow ^{27}\text{Al}(1/2^+)$	9.165	0.96
$^{27}\text{Al}(5/2^+) \leftrightarrow ^{27}\text{Al}(5/2^+)$	19.4	2.04
$^{28}\text{Si}(0^+) \leftrightarrow ^{28}\text{Si}(2^+)$	18.17	1.74
$^{28}\text{Si}(2^+) \leftrightarrow ^{28}\text{Si}(4^+)$	25.8	2.48
$^{28}\text{Si}(2^+) \leftrightarrow ^{28}\text{Si}(2^+)$	23.75	2.4

Таблица 3. Параметры оптических потенциалов Вудса–Саксона, использованные в расчете по МСК

Канал	V , МэВ	r_V , Фм	a_V , Фм	W , МэВ	r_W , Фм	a_W , Фм	WD^* , МэВ	r_{WD} , Фм	a_{WD} , Фм	V_{so} , МэВ	r_{so} , Фм	a_{so} , Фм	r_C , Фм	Литера- тура
$^{27}\text{Al} + \alpha$	147.35	1.175	0.760	13.33	1.650	0.600	—	—	—	—	—	—	1.40	[17]
$^{27}\text{Al} + t$	185.41	1.070	0.740	10.70	1.261	1.176	12.24	1.097	0.846	1.90	0.51	0.20	1.42	[18]
$^{28}\text{Si} + t$	150.0	1.120	0.730	18.20	1.690	0.840	—	—	—	—	—	—	1.40	[19]

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

Связи за счет ядерного взаимодействия определяются приведенным матричным элементом оператора длины деформации $\delta_k = \beta_k R$:

$$\text{RDEF}(k) = \pm \langle J' \| \delta_k \| J \rangle. \quad (16)$$

Мы оценивали их, пользуясь соотношением между кулоновскими и ядерными связями в ротационной модели:

$$M(E_\lambda) = \frac{3Z\delta_k}{4\pi}, \quad (17)$$

где Z — заряд ядра.

Во входном канале γ -переход между основным $5/2^+$ -уровнем и первым возбужденным $1/2^+$ -состоянием нечетного ядра ^{27}Al составил $B(E2) = 29 e^2 \text{ Фм}^4$ [16], $Q_2 = +0.15$ бн [10]. Соотношение между ядерным и кулоновским возбуждением для ^{27}Al согласно (17) $\beta_2 R \approx 0.11 M(E_2)$.

Для ^{28}Si в выходном канале $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = 66 e^2 \text{ Фм}^4$, $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+) = 74 e^2 \text{ Фм}^4$ [16], $Q_2 = +0.18$ бн [10], $\beta_2 R = 0.096 M(E_2)$.

Расчитанные по формулам (14)–(17) связи между каналами в МСК приведены в табл. 2.

Параметры оптических потенциалов для входного и выходного каналов приведены в табл. 3. Для входного канала $^{27}\text{Al} + \alpha$ оказался оптимальным глобальный потенциал из [17], а также учтен потенциал “кор–кор” ($^{27}\text{Al} + t$) [18]. Для выходного канала использованы параметры потенциала из [19] с учетом соответствующей энергии возбуждения конечного ядра ^{28}Si .

В расчетах по модели СЯ учитывались каналы с вылетом $p, n, d, t, ^3\text{He}, \alpha, ^5\text{He}$ и ^6Li . Значения параметров оптического потенциала для конкурирующих каналов были взяты из [17, 20]. Плотность состояний конечных ядер описывалась в рамках модели ферми-газа с параметрами, приведенными в [21].

5. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представленные в [1] экспериментальные угловые зависимости дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega(\theta_t)$ реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ при $E_\alpha = 30.3$ МэВ с образованием ядра ^{28}Si в основном и двух нижних возбужденных состояниях приведены на рис. 3. Подчеркнем, что все расчетные сечения (а также поляризационные характеристики) получены без дополнительных нормировок.

Сравнение экспериментальных и расчетных угловых распределений (УР) тритонов показывает, что механизм срыва протона в МСК вносит основной вклад в УР тритонов для всех трех уровней конечного ядра ^{28}Si . Форма УР также характерна для этого механизма.

На рис. 4 представлены заселенности $P_{\pm M}$ подуровней ядра $^{28}\text{Si}(2^+)$ для проекций $M = 0, 1, 2$ при $\theta_t < 90^\circ$. Они достаточно хорошо согласуются с экспериментальными для всех значений проекций и определяются механизмом срыва протона в МСК.

На рис. 5 показаны типичные тензоры ориентации мультипольных моментов $t_{k\kappa}(\theta_t)$ с $k = 2$ и 4 для ядра ^{28}Si в состоянии 2^+ . Тензоры и квадрупольной и гексадекапольной поляризации $T_{k\kappa}(\theta_t)$, также как и заселенности, имеют нерегулярные осцилляции в зависимости от θ_t (рис. 6) в передней полусфере вылета тритонов и определяются только механизмом срыва протона в МСК. Расчитанные $t_{k\kappa}(\theta_t)$ и $T_{k\kappa}(\theta_t)$ удовлетворительно описывают экспериментальные данные.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен теоретический анализ ранее измеренных при $E_\alpha = 30.3$ МэВ угловых t - γ -корреляций в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}(2^+)$ с образованием конечного ядра в низшем возбужденном состоянии. Экспериментальные результаты сравниваются с расчетами для механизма срыва протона в методе связанных каналов и в статистическом пределе модели составного ядра. Спектроскопические амплитуды для вершины $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{27}\text{Al} + p$ расчитаны

в модели Нильссона. Параметры, определяющие связи различных каналов в МСК, выбирались на основе экспериментальных вероятностей электромагнитных переходов $B(E_\lambda; J \rightarrow J')$ между уровнями.

Использованный модельный подход позволил получить в удовлетворительном согласии с экспериментом как дифференциальные сечения реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ с образованием ^{28}Si в трех нижних состояниях, так и большую часть ориентационных характеристик ядра $^{28}\text{Si}(2^+)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. В. Игнатенко, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, Изв. АН СССР. Сер. физ. **61**, 2102 (1997).
2. P. D. Kunz, <http://spot.colorado.edu/~kunz/Home.html>
3. S. K. Das, A. K. Basak, A. S. Mondal, A. S. B. Tariq, A. F. M. M. Rahman, D. R. Sarker, and H. M. Sen Gupta, Nuovo Cimento A **112**, 661 (1999).
4. S. K. Das, A. S. B. Tariq, A. F. M. Rahman, P. K. Roy, M. N. Huda, A. S. Mondal, A. K. Basak, H. M. Sen Gupta, and F. B. Malik, Phys. Rev. C **60**, 044617 (1999).
5. M. N. A. Abdullah, S. K. Das, A. S. B. Tariq, M. S. Mahbub, A. S. Mondal, M. A. Uddin, A. K. Basak, H. M. Sen Gupta, and F. B. Malik, J. Phys. G **29**, 1259 (2003).
6. S. Kalbach, Phys. Rev. C **95**, 014606 (2017).
7. I. J. Thompson, Comp. Phys. Rep. **7**, 167 (1988), <http://www.fresco.org.uk/>
8. T. L. Belyaeva, N. S. Zelenskaya, and N. V. Odintsov, Comput. Phys. Commun. **73**, 161 (1992).
9. С. Г. Нильссон, *Связанные состояния индивидуальных нуклонов в сильно деформированных ядрах*, в кн.: *Деформация атомных ядер* (ИИЛ, Москва, 1958), с. 232.
10. Centre for Photonuclear Experiments Data, <http://cdfc.sinp.msu.ru/>
11. Н. С. Зеленская, И. Б. Теплов, *Характеристики возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях* (Энергоатомиздат, Москва, 1995).
12. 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)].
13. 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)].
14. H. A. Jahn and H. Van Wieringer, Proc. Roy. Soc. A **209**, 502 (1951).
15. A. M. Moro, *An Introduction to Fresco (and Xfresco) with Commented Examples*, <http://www.fresco.org.uk/moro/firnotes/index.html>
16. B. H. Wildenthal and J. B. McGrory, Phys. Rev. C **7**, 714 (1973).
17. A. J. Koning and J. P. Delaroche, Nucl. Phys. A **713**, 231 (2003).
18. X. Li, C. Liang, and C. Cai, Nucl. Phys. A **789**, 103 (2007).
19. H. Kattenborn, C. Mayer-Böricke, and B. Mertens, Nucl. Phys. A **119**, 559 (1968).
20. C. M. Perey and F. G. Perey, At. Data Nucl. Data Tables **17**, 1 (1976).
21. Ю. В. Соколов, *Плотность уровней атомных ядер* (Энергоатомиздат, Москва, 1990).

ANALYSIS OF ANGULAR t - γ -CORRELATIONS IN $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}(2^+)$ REACTION

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

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

Theoretical analysis of the angular t - γ -correlations previously measured at $E_\alpha = 30.3$ MeV in $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}(2^+)$ reaction with the formation of a final nucleus in the lower excited state is carried out. The experimental results are compared with calculations for the proton stripping mechanism in the coupled channel method and in the statistical limit of the compound nucleus model. Spectroscopic amplitudes for the $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{27}\text{Al} + p$ vertex were calculated in the Nilsson model. The used model approach allowed us to obtain, in satisfactory agreement with experiment, both the differential cross sections of $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ reaction with the formation of ^{28}Si in the three lower states, and most of the $^{28}\text{Si}(2^+)$ nucleus orientation characteristics.