

УДК 539.17

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА РЕАКЦИИ $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$ ПРИ $E_\alpha = 30.3$ МэВ

© 2020 г. Л. И. Галанина¹, Н. С. Зеленская¹, В. М. Лебедев^{1, *}, Н. В. Орлова¹,
А. В. Спасский¹, И. С. Тюрин²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия

*E-mail: viktorlebedev@yandex.ru

Поступила в редакцию 30.10.2019 г.

После доработки 25.11.2019 г.

Принята к публикации 27.12.2019 г.

Приводятся результаты измерения угловой зависимости дифференциальных сечений реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$ при энергии α -частиц 30.3 МэВ с образованием конечного ядра в основном (0^+) и первом возбужденном (2^+ ; 2.235 МэВ) состояниях. Экспериментальные результаты сравниваются с рассчитанными в коллективной модели в предположении механизма срыва тритонного кластера и в рамках механизма образования составного ядра. Амплитуды спектроскопических факторов для виртуального распада $^{30}\text{Si} \rightarrow ^{27}\text{Al} + t$ получены в оболочечной модели с волновыми функциями ядер $1d-2s$ -оболочки в модели Нильссона с учетом деформации ядер и спин-орбитального взаимодействия нуклонов. Сравнение результатов расчета с экспериментом показывает, что механизм срыва тритона в коллективной модели, реализованный в коде FRESKO с использованием полученных спектроскопических амплитуд, в основном описывает и форму угловых распределений протонов, и абсолютные значения дифференциальных сечений. Вклад механизма образования составного ядра заметен только при больших углах вылета протонов.

DOI: 10.31857/S0367676520040092

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные угловые распределения (УР) дифференциального сечения реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$ при энергии α -частиц от 10 до 30.5 МэВ получены ранее разными авторами в [1–6]. В области 10–25 МэВ эта реакция наиболее детально исследована в [1], где представлены как УР, так и энергетические зависимости дифференциальных сечений. Анализ полученных экспериментальных данных с использованием плоских волн позволил авторам установить, что основным механизмом реакции при энергии α -частиц выше 20 МэВ является прямой процесс срыва тритона. УР протонов для $E_\alpha = 25.1$ для группы p_0 из [1] было также проанализировано с использованием различных моделей в [2, 3]. В [2] УР для механизма срыва тритона рассчитано в DWBA (Distorted Wave Born Approximation) с l -расщепленным оптическим потенциалом, феноменологически учитывающим обменные процессы, и получено качественное согласие с экспериментом. Показано, что при больших углах вылета протонов возможен небольшой вклад обменных процессов, однако указано также, что расчетное УР чувствительно

не столько к величине l -расщепления, сколько к параметрам оптического потенциала. В [3] проведен расчет УР как в DWBA, так и в DWBAFR (с учетом конечного радиуса взаимодействия), и оба метода дали удовлетворительное согласие с экспериментом. В [4] обсуждаемая реакция исследовалась при усредненной энергии в области 26.2–26.7 МэВ, а в [5] – при $E_\alpha = 22.2$ МэВ, при этом в обоих случаях для описания результатов использован метод DWBA, а в [4] учитывался также механизм образования составного ядра.

При энергии α -частиц 30.5 МэВ реакция $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$ изучалась в [6], где получены угловые распределения групп протонов p_0 и p_1 и проведен их анализ для механизма срыва тритона в плоско-волновом приближении.

Таким образом, имеющиеся в литературе обсуждения прямого механизма реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$ проведены либо в плосковолновом приближении, либо на основе DWBA (DWBAFR), причем нормировка расчетных сечений осуществлялась с помощью спектроскопических факторов, используемых как феноменологические подгоночные параметры.

Настоящая работа посвящена измерению и теоретическому анализу УР протонов в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$ при $E_\alpha = 30.3$ МэВ с образованием конечного ядра ^{30}Si в двух нижних 0^+ и 2^+ состояниях (группы p_0 и p_1). Полученные экспериментальные УР протонов сравнивались с расчетами для прямого механизма срыва тритона в коллективной модели (методе связанных каналов — МСК, код FRESKO [7]) и в модели составного ядра (СЯ, код CNDESI [8]). Амплитуды спектроскопических факторов для виртуального распада $^{30}\text{Si} \rightarrow ^{27}\text{Al} + t$ рассчитаны в оболочечной модели с волновыми функциями ядер $1d-2s$ -оболочки в модели Нильссона [9] с учетом деформации ядер и спин-орбитального взаимодействия нуклонов.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент выполнен на циклотроне НИИЯФ МГУ с α -частицами, ускоренными до энергии 30.3 МэВ. Энергетический разброс пучка составлял около 240 кэВ. В качестве мишени выбрана алюминиевая фольга толщиной $2.3 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$. Толщина мишени определялась по измерению энергетических потерь α -частиц от источника ^{226}Ra и погрешность ее определения не превышала 5%. Погрешность абсолютных значений дифференциального сечения составляла около 20% и определялась, в основном, неточностью калибровки интегратора тока пучка α -частиц.

Заряженные частицы из реакции выводились из камеры $\varnothing 23$ см через горизонтальную щель с тонким (20 мкм) лавсановым окном и регистрировались кремниевым полупроводниковым детектором, толщина чувствительной области которого составляла около 2.5 мм. Измерения проведены в области углов вылета протонов $\theta_p = 20^\circ - 160^\circ$ (лаб.). Угловое разрешение детектора составляло около $\pm 2^\circ$, погрешность определения нулевого угла не превышала $\pm 1^\circ$.

Спектры заряженных частиц накапливались на амплитудном анализаторе и передавались на компьютер для цифровой обработки. Типичный спектр протонов представлен на рис. 1. Расчетные положения групп протонов, указанных на рисунке, соответствуют нижним состояниям конечного ядра 0^+ (p_0), 2^+ (p_1) и далее группе неразделенных уровней 2^+ , 1^+ , 0^+ (p_{234}). Видно, что качество разделения групп p_0 и p_1 вполне удовлетворительное.

Экспериментальные угловые зависимости дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega(\theta_p)$ реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$ приведены на рис. 2. Полученные нами УР протонов оказались очень близки к результатам [6], за исключением группы p_1 в области малых углов, где расхождения существенны. Учитывая, что при энергии $E_\alpha > 20$ МэВ и, по крайней мере, до 42.5 МэВ [10] дифференциальные сечения в исследуемой реакции в области θ_p

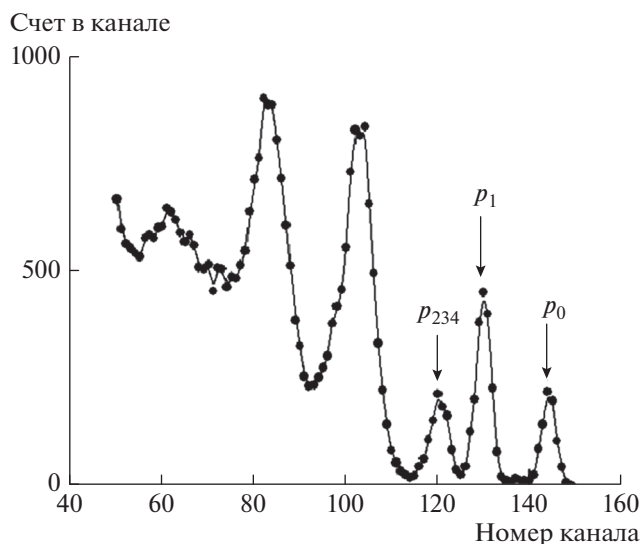


Рис. 1. Спектр протонов (кружки) при $\theta_p(\text{лаб.}) = 30^\circ$ из мишени ^{27}Al на пучке α -частиц с $E_\alpha = 30.3$ МэВ. Указаны расчетные положения групп протонов из реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$, соответствующих нижним состояниям конечного ядра 0^+ (p_0), 2^+ (p_1) и группе неразделенных уровней 2^+ , 1^+ , 0^+ (p_{234}).

до $\approx 60^\circ$ слабо меняются по форме, результаты измерений настоящей работы, по-видимому, более надежны.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ АМПЛИТУДЫ ДЛЯ МЕХАНИЗМА СРЫВА ТРИТОНА В РЕАКЦИИ $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$

Механизм срыва тритона в коллективной модели для реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$ иллюстрируется полной диаграммой рис. 3. УР протонов определяются спектроскопическими амплитудами (СА) в вершинах распада диаграммы рис. 3а. Для правой вершины диаграммы $\text{СА}(\alpha \rightarrow t + p) \equiv \theta_{s_i=1/2}^{\alpha \rightarrow t+p} = \sqrt{2}$.

Для левой вершины $\text{СА}(J_{^{30}\text{Si}} \rightarrow t + ^{27}\text{Al}) \equiv \theta_{\Lambda, s_i}$ определяется переданным орбитальным моментом Λ , переданным спином $s_i = 1/2$, векторно связанными в полный переданный момент $\vec{j} = \vec{\Lambda} + \vec{s}_i$. Поскольку ядра $^{27}\text{Al}(A)$ и $^{30}\text{Si}(B)$ и принадлежат $1d-2s$ -оболочке, расчет соответствующих СА проведен в рамках модели Нильссона [9].

В [11, 12] нами рассчитаны СА $\theta_{\Lambda, s_i=1/2, j}$ тритона в вершине распада $^{27}\text{Al}(J_A = 5/2^+) \rightarrow ^{24}\text{Mg}(0^+, 2^+) + t$. Используя развитый в этих работах формализм, определим СА тритона в вершине распада $^{30}\text{Si}(J_B = 0^+, 2^+) \rightarrow ^{27}\text{Al}(J_A = 5/2^+) + t$.

Волновая функция (ВФ) ядра $^{27}\text{Al}(J_A = 5/2^+)$ в модели Нильссона [9] с положительной квадрупольной деформацией $\beta_2(^{27}\text{Al}) = 0.25$, содержа-

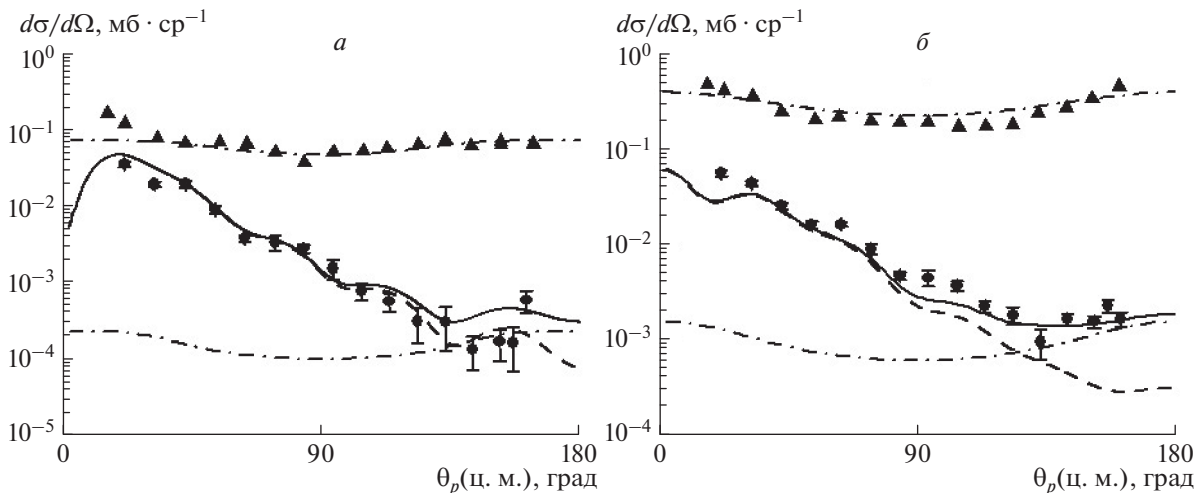


Рис. 2. Угловые распределения протонов для реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$ с образованием конечного ядра в основном (а) и в первом возбужденном (б) состояниях. Точки — настоящий эксперимент при $E_\alpha = 30.3$ МэВ, треугольники — при $E_\alpha = 13$ МэВ [1]. На экспериментальных точках показаны статистические погрешности, превышающие размеры кружков. Обозначения расчетных кривых: штрих — механизм срыва тритона в МСК, штрих-пунктир — статистический механизм образования СЯ, сплошная линия — суммарное сечение.

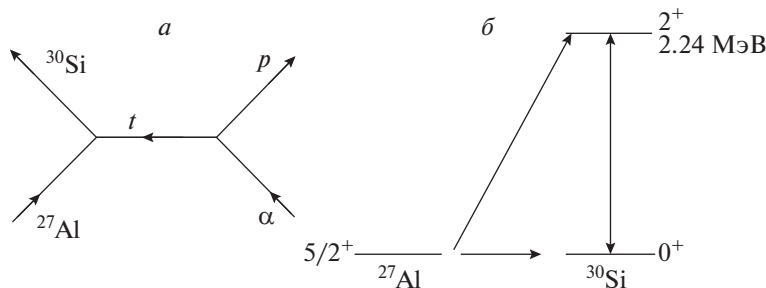


Рис. 3. Диаграмма, соответствующая механизму срыва тритонного кластера (а) и схема расчетов по МСК (б). Двусторонней стрелкой показана связь уровней в конечном ядре, односторонними — переходы с передачей частицы.

щая две заполненные и одну дырочную орбитали в $1d_{5/2}$ -оболочке, определена нами в [11]

$$\Psi_{^{27}\text{Al}}(J = 5/2^+, \Omega = 5/2) = \left| (\text{№ } 6)^4 (\text{№ } 7)^4 (\text{№ } 5)^3 \Omega = 5/2 \right>. \quad (1)$$

ВФ ядра $^{30}\text{Si}(J_B = 0^+)$ с $\beta_2(^{30}\text{Si}) = -0.2$ содержит четыре заполненные орбитали, три из которых — $(\text{№ } 6)^4 (\text{№ } 7)^4 (\text{№ } 5)^4$ — принадлежат $1d_{5/2}$ -оболочке, а одна — $2s_{1/2}$ -оболочке (орбиталь $(\text{№ } 9)$). В результате

$$\Psi_{^{30}\text{Si}}(J = 0^+, \Omega = 0) = \left| (\text{№ } 6)^4 (\text{№ } 7)^4 (\text{№ } 5)^4 (\text{№ } 9)^2 \Omega = 0 \right>. \quad (2a)$$

ВФ $^{30}\text{Si}(J_B = 2^+)$ может быть сконструирована аналогично [11, 12] как частично-дырочная конфигурация за счет перехода $2s$ -нуклона в орбиталь $(\text{№ } 8)$, принадлежащую $1d_{3/2}$ -оболочке и имеющую большую энергию возбуждения, близкую к экспериментальному значению. В результате ВФ $^{30}\text{Si}(J_B = 2^+)$ имеет вид

$$\begin{aligned} \Psi_{^{30}\text{Si}}(J_B = 2^+, \Omega = 2) = & \sqrt{2} \sum_{\Lambda_1 \mu_1} \left| (\text{№ } 6)^4 (\text{№ } 7)^4 (\text{№ } 5)^4 (\text{№ } 9) \cdot a_{2\Lambda_1 \mu_1 + \sigma = 1/2}^{9(^{30}\text{Si})} : \Omega_1 = 1/2 \right\rangle \times \\ & \times \sum_{\Lambda_2 \mu_2} \left| (\text{№ } 8) \cdot a_{2\Lambda_2 \mu_2 + \sigma = 3/2}^{9(^{30}\text{Si})} : \Omega_2 = 3/2 \right\rangle \langle \Lambda_1 \mu_1 \Lambda_2 \mu_2 | L_B = 2\Omega = 2 \rangle \times \\ & \times \langle 1/2 \ 1/2 \ 1/2 - 1/2 | 00 \rangle = a_{200+}^{9(^{30}\text{Si})} \cdot a_{222-}^{8(^{30}\text{Si})} \left| (\text{№ } 6)^4 (\text{№ } 7)^4 (\text{№ } 5)^4 \Omega = 0 \right\rangle \times \\ & \times |200+\rangle \cdot |222-\rangle + \sqrt{\frac{6}{7}} a_{221-}^{9(^{30}\text{Si})} \cdot a_{222-}^{8(^{30}\text{Si})} \left| (\text{№ } 6)^4 (\text{№ } 7)^4 (\text{№ } 5)^4 \Omega = 0 \right\rangle \cdot |221-\rangle \cdot |222-\rangle, \end{aligned} \quad (26)$$

где коэффициенты разложения по нормированному нильсоновскому базису для орбиталей (№ 8) и (№ 9) равны [9]: $a_{222-}^{8(^{30}\text{Si})} = -0.925$, $a_{200+}^{9(^{30}\text{Si})} = -a_{221-}^{9(^{30}\text{Si})} = 0.75$.

Согласно [11, 12] СА для механизма срыва тритона в вершине распада $B(^{30}\text{Si}) \rightarrow A(^{27}\text{Al}) + t$ определяется выражением

$$\theta_{\Lambda, s_t, j} = \left(\frac{B}{A}\right)^{N/2} \cdot \sum_{\Lambda, \mu, \sigma_i} a_{\Lambda, \mu, \sigma_A} \cdot a_{\Lambda, \mu, \sigma_B} \cdot \mathfrak{S}_{N\Lambda s_t}^{J_B} \times \sqrt{(2j+1)(2J_A+1)(2L_B+1)(2S_B+1)} \times \left\{ \begin{matrix} L_A & S_A & J_A \\ \Lambda & 1/2 & j \\ L_B & S_B & J_B \end{matrix} \right\} \cdot \langle T_A \tau_A T_y \tau_y | T_B \tau_B \rangle, \quad (3)$$

где $\left(\frac{B}{A}\right)^{N/2}$ – множитель отдачи, $a_{\Lambda, \mu, \sigma_i}$ – нильсоновские коэффициенты [9], $\mathfrak{S}_{N\Lambda s_t}^{J_B}$ – интеграл перекрывания оболочечных ВФ в модели Нильссона, $L_A, S_A, J_A, T_A(L_B, S_B, J_B, T_B)$ – орбитальные моменты, спины, полные моменты и изоспины ядер $A = ^{27}\text{Al}$ ($B = ^{30}\text{Si}$), связанные алгебраическими множителями (9j-символами и изоспиновым коэффициентом Клебша–Гордана (КГ)).

Рассчитаем интеграл $\mathfrak{S}_{N\Lambda s_t}^0$ для $J_B = 0$. Используя (1, 2a) для ВФ основных состояний ядер ^{27}Al и ^{30}Si , для $\mathfrak{S}_{N=6 \Lambda=2 s_t}^0$ имеем

$$\mathfrak{S}_{N=6 \Lambda=2 s_t}^0 = \left(\frac{6}{3}\right)^{1/2} \int \langle (\text{№} 6)^4 (\text{№} 7)^4 (\text{№} 5)^4 (\text{№} 9)^2 | (\text{№} 6)^4 (\text{№} 7)^4 (\text{№} 5)^3 \rangle \times \Psi_{N\Lambda}(\vec{r}_i - \vec{R}_{27\text{Al}}) d\tau = \left(\frac{6}{3}\right)^{1/2} \text{GC}_{\Lambda=2}^0 K_t \{ (2s)^2 l_1 = 0, d l_2 = 2 : \Lambda = 2 \}, \quad (4)$$

где $\left(\frac{6}{3}\right)^{1/2}$ – множитель, развязывающий антисимметризацию нуклонов в оболочках (№ 5)⁴ (№ 9)² при отделении тритона, $\text{GC}_{\Lambda=2}^0$ – генеалогический коэффициент [13], определяемый выражением

$$\text{GC}_{\Lambda=2}^0 = \sqrt{4} \left(\frac{6}{3}\right)^{-1/2} \cdot \langle d^4 [4]^{31} S | d^3 [4]^{22} S, {}^{22}d \rangle = \frac{1}{\sqrt{5}}, \quad (5)$$

$K_t \{ (2s)^2 l_1 = 0, d l_2 = 2 : \Lambda = 2 \}$ – обобщенный коэффициент Тальми (КТ) [14] для этих нуклонов, переводящий произведение их ВФ во внутреннюю ВФ тритона и ВФ движения его центра масс с главным квантовым числом $N = 6$ и орбитальным моментом, равным 2. Этот коэффициент является произведением обычных КТ и их аналогами с разными массами

$$K_t \{ (2s)^2 l_1 = 0, d l_2 = 2 : \Lambda = 2 \} = \sqrt{3} \langle 2020 : 0 | 4000 : 0 \rangle \times \langle 4022 : 2 | 2, 1 | 6200 : 2 \rangle = \frac{\sqrt{14}}{9\sqrt{3}}. \quad (6)$$

Подставляя в (4) значения $\text{GC}_{\Lambda=2}^0$ (5) и КТ (6), получаем

$$\mathfrak{S}_{N=6 \Lambda=2 s_t}^0 = \frac{2\sqrt{14}}{9\sqrt{3}}. \quad (7)$$

В данной реакции при $J_B = 0$ $L_B = S_B = 0$, $T_B = 1$ алгебраические коэффициенты в (3) обращаются в единицу. Подставляя в (3) значение интеграла (7) и учитывая множитель отдачи, получаем $\text{CA}(J_B = 0^+) \equiv \theta_{\Lambda=2 s_t=1/2 j=5/2}$.

Проведем аналогичные вычисления для распада $^{30}\text{Si}(2^+)$. Используя (1) и первое слагаемое в (26), вычислим интеграл перекрывания $\mathfrak{S}_{N=6 \Lambda=0 s_t}^2$.

$$\mathfrak{S}_{N=6 \Lambda=0 s_t}^2 = \left(\frac{5}{2}\right)^{1/2} \cdot a_{200+}^{9(^{30}\text{Si})} \cdot a_{222-}^{8(^{30}\text{Si})} \times \int \langle (\text{№} 6)^4 (\text{№} 7)^4 (\text{№} 5)^4 : \Omega_1 = 0 | (\text{№} 6)^4 (\text{№} 7)^4 (\text{№} 5)^3 \Omega = 5/2 \rangle \times \langle 200 | \cdot \langle 22 - 2 | \cdot \Psi_{60}(\vec{r}_i - \vec{R}_{27\text{Al}}) d\tau = \left(\frac{5}{2}\right)^{1/2} \cdot a_{222-}^{8(^{30}\text{Si})} \cdot a_{200+}^{9(^{30}\text{Si})} \times \text{GC}_{\Lambda=0}^2 \cdot K_t \{ (2s) l_1 = 0, d^2 l_2 = 0 : \Lambda = 0 \}, \quad (8)$$

где $GC_{\Lambda=0}^2 = \sqrt{4} \cdot \left(\frac{5}{2}\right)^{-1/2} \langle d^4[4]^{31}S | d^3[4]^{22}S, {}^{22}d \rangle = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{5}}$. КТ в (8) определяется через неантисимметризованное произведение ВФ трех нуклонов

$$K_i\{(2s)l_1 = 0, d^2 l_2 = 0 : \Lambda = 0\} = \langle 2222 : 0 | 4000 : 0 \rangle \langle 4020 : 0 | 2, 1 | 6000 : 0 \rangle = \frac{\sqrt{14}}{27}. \quad (9)$$

Вычислим $\mathfrak{S}_{N=6, \Lambda=2,4, s_i}^2$, определяемый вторым слагаемым ВФ (26).

$$\begin{aligned} \mathfrak{S}_{N=6, \Lambda=2,4, s_i}^2 &= \sqrt{\frac{6}{7}} \cdot a_{221+}^{8({}^{30}\text{Si})} \cdot a_{221-}^{9({}^{30}\text{Si})} \times \\ &\times \int |221\rangle \cdot |221\rangle \cdot \Psi_{N\Lambda\mu}(\vec{r}_i - \vec{R}_{27\text{Al}}) \times \\ &\times \langle (\mathcal{N}_0 6)^4 (\mathcal{N}_0 7)^4 (\mathcal{N}_0 5)^4 : \Omega = 0 | (\mathcal{N}_0 6)^4 (\mathcal{N}_0 7)^4 (\mathcal{N}_0 5)^3 : \Omega = 5/2 \rangle \times \\ &\times d\tau = 2\sqrt{\frac{6}{7}} \cdot a_{221+}^{8({}^{30}\text{Si})} \cdot a_{221-}^{9({}^{30}\text{Si})} \cdot K_i(d^3 : \Lambda). \end{aligned} \quad (10)$$

Коэффициенты $K_i(d^3[3] : \Lambda)$ рассчитаны нами в [11]. Неантисимметризованные КТ вычисляются по формуле, аналогичной (9). Подставляя в (3) значения интегралов (8), (10), алгебраических множителей и множителя отдачи, получаем СА в канале распада ${}^{30}\text{Si}(J = 2^+) \rightarrow t + {}^{27}\text{Al}$. Конкретные значения СА для механизма срыва в вершинах распада ядра ${}^{30}\text{Si}(0^+, 2^+)$ даны в табл. 1.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УР ПРОТОНОВ С РАСЧЕТНЫМИ

Основной теоретический анализ дифференциального сечения реакции ${}^{27}\text{Al}(\alpha, p){}^{30}\text{Si}$ мы провели для механизма срыва тритона в коллективной модели (рис. 3б) с учетом конечного радиуса взаимодействия с помощью кода FRESKO [7].

Входными параметрами расчетов, кроме СА, являются параметры оптических потенциалов (ОП) входного и выходного каналов. Форма УР протонов оказалась чувствительной к параметрам ОП во входном канале $\alpha + {}^{27}\text{Al}$. Наилучшее опи-

сание экспериментальных зависимостей получено с использованием глобального α -частичного потенциала [15]. Чувствительность расчетных сечений к параметрам ОП в канале $p + {}^{30}\text{Si}$ значительно меньше. В расчетах использован соответствующий глобальный потенциал из [16]. Поскольку энергия возбуждения рассматриваемых уровней ядра ${}^{30}\text{Si}$ достаточно велика, она принималась во внимание при расчете параметров глобальных ОП в выходном канале. Значения параметров ОП, использованные нами в расчетах УР протонов на основе кода FRESKO, приведены в табл. 2.

В расчетах по модели СЯ учитывались каналы с вылетом $p, n, d, t, {}^3\text{He}$ и α . Значения параметров оптического потенциала для конкурирующих каналов были взяты из [15–17]. Плотность состояний конечных ядер описывалась в рамках модели ферми-газа с параметрами, приведенными в [18]. Энергия возбуждения промежуточного ядра ${}^{31}\text{P}$ в рассматриваемой реакции достаточно велика (≈ 28.8 МэВ) и использование модели СЯ в статистическом пределе сильно перекрывающихся резонансов представляется вполне адекватным.

Сравнение экспериментальных и расчетных УР протонов в реакции ${}^{27}\text{Al}(\alpha, p){}^{30}\text{Si}$ для основного и первого возбужденного состояний ядра ${}^{30}\text{Si}$ показано на рис. 2. Как видно из рисунка, механизм срыва тритона в коллективной модели вносит основной вклад в УР протонов для обоих уровней ядра ${}^{30}\text{Si}$. Форма УР также характерна для этого механизма.

Приведенные результаты показывают, что нам удалось получить удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных УР протонов для двух состояний ${}^{30}\text{Si}$, имеющих различные оболочечные конфигурации, во всем экспериментальном угловом диапазоне без введения дополнительных нормировок. Проведенная оценка вклада ме-

Таблица 1. Спектроскопические амплитуды для расчета механизма срыва в реакции ${}^{27}\text{Al}(\alpha, p){}^{30}\text{Si}(0^+, 2^+)$

Вершина распада	Λ	j	$\Theta_{\Lambda s_i=1/2 j}^{30\text{Si}(0^+, 2^+)(\alpha) \rightarrow t + {}^{27}\text{Al}(p)}$
$\alpha \rightarrow p + t$	0	0	1.414
${}^{30}\text{Si}(J = 0^+) \rightarrow t + {}^{27}\text{Al}$	2	1/2	0.480
${}^{30}\text{Si}(J = 2^+) \rightarrow t + {}^{27}\text{Al}$	0	1/2	-0.564
	2	3/2	-0.195
		5/2	-0.391
	4	7/2	-0.119
9/2		-0.420	

Таблица 2. Параметры оптических потенциалов Вудса–Саксона, использованные в расчете

Канал	V , МэВ	r_V , ФМ	a_V , ФМ	W , МэВ	r_W , ФМ	a_W , ФМ	WD^* , МэВ
$^{27}\text{Al} + \alpha$	147.35	1.175	0.760	13.33	1.650	0.600	–
$^{30}\text{Si} + p$	47.29	1.173	0.673	2.96	1.173	0.673	6.86
Канал	r_{WD} , ФМ	a_{WD} , ФМ	V_{so} , МэВ	r_{so} , ФМ	a_{so} , ФМ	r_C , ФМ	Ссылка
$^{27}\text{Al} + \alpha$	–	–	–	–	–	1.34	[15]
$^{30}\text{Si} + p$	1.293	0.534	5.17	0.977	0.590	1.31	[16]

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

ханизма образования составного ядра показала, что он существенен только для перехода с образованием состояния 2^+ в области больших углов вылета протонов.

Для проверки правильности выбора параметров в модели составного ядра мы дополнительно выполнили расчет УР протонов для энергии α -частиц 13 МэВ, при которой эксперимент [1] дает почти симметричные угловые зависимости дифференциального сечения, характерные для этого механизма. При одинаковых для обеих энергий (13 и 30.3 МэВ) параметрах плотности уровней конечного ядра были изменены только параметры оптического потенциала из-за изменения энергии. Результаты сравнения расчетов с экспериментальными УР приведены на рис. 2 и демонстрируют хорошее согласие как по форме, так и по абсолютной величине дифференциального сечения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены экспериментальные УР протонов в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$ при $E_\alpha = 30.3$ МэВ с образованием конечного ядра в нижних состояниях 0^+ и 2^+ .

Экспериментальные УР сопоставлены с теоретическими, рассчитанными для механизма срыва тритона в рамках МСК с учетом конечного радиуса взаимодействия (код FRESCO). Необходимые для расчетов СА тритонов для ядер $1d-2s$ -оболочки определены с волновыми функциями модели Нильссона с учетом деформации ядер и спин-орбитального взаимодействия нуклонов.

Анализ полученных результатов позволил сделать вывод, что угловые распределения протонов из реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$ с образованием двух нижних состояний конечного ядра можно описать во всем угловом диапазоне в предположении механизма срыва тритона в коллективной модели (МСК) и механизма образования составного ядра. Рассчитанные СА позволили получить адекватные абсолютные дифференциальные сечения, что под-

тверждает правильность выбранного модельного описания механизма реакции и спектроскопии волновых функций ядер $1d-2s$ -оболочки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Спасский А.В., Теплов И.Б., Фатеева Л.Н. // ЯФ. 1968. Т. 7. С. 251.
2. Беляева Т.Л., Зеленская Н.С., Исмаил Л.З. и др. // ЯФ 1981. Т. 33. С. 294.
3. Зеленская Н.С., Лебедев В.М., Серебряков А.Г. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. С. 189.
4. Skwirzynska I., Budzanovsky A., Ploskonka J. et al. // Nucl. Phys. A. 1980. V. 348. P. 288.
5. Kammuri T., Yoshida H. // Nucl. Phys. A. 1969. V. 137. P. 641.
6. Hunting C.E., Wall N.S. // Phys. Rev. 1959. V. 115. C. 956.
7. Thompson I.J. // Comp. Phys. Rep. 1988. V. 7. P. 167.
8. Belyaeva T.L., Zelenskaya N.S., Odintsov N.V. // Comp. Phys. Comm. 1992. V. 73. P. 161.
9. Нильссон С.Г. В кн. “Деформация атомных ядер”. М: Иностранная литература, 1958. 232 с.
10. Pellegrini F., Calvelli G., Guassoni P., Micheletti S. // Phys. Rev. C. 1978. V. 18. P. 613.
11. Галанина Л.И., Зеленская Н.С., Лебедев В.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 338; Galanina L.I., Zelenskaya N.S., Lebedev V.M. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. P. 304.
12. Галанина Л.И., Зеленская Н.С., Лебедев В.М. и др. // ЯФ. 2019. Т. 82. С. 218; Galanina L.I., Zelenskaya N.S., Lebedev V.M. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. P. 233.
13. Jahn H.A., Van Wieringer H. // Pros. Roy. Soc. A. 1951. V. 209. P. 502.
14. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука. 1969, 415 с.
15. Kumar A., Kailas S., Rathi S., Mahata K. // Nucl. Phys. A. 2006. V. 776. P. 105.
16. Koning A.J., Delaroche J.P. // Nucl. Phys. A. 2003. V. 713. P. 231.
17. Perey C.M. // Atom. Data. Nucl. Data. Tabl. 1976. V. 17. P. 1.
18. Соколов Ю.В. Плотность уровней атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1990. 168 с.