

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДРА $^{20}\text{Ne}(2^+, 1.634 \text{ МэВ})$, ОБРАЗОВАННОГО В РЕАКЦИИ $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}$ ПРИ $E_\alpha = 30.3 \text{ МэВ}$

© 2025 г. Л. И. Галанина^{1)*}, Н. С. Зеленская¹⁾, В. М. Лебедев¹⁾,
Н. В. Орлова¹⁾, А. В. Спасский¹⁾

Поступила в редакцию 31.10.2024 г.; после доработки 31.10.2024 г.; принята к публикации 31.10.2024 г.

Исследованные на циклотроне НИИЯФ МГУ дифференциальные сечения реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}(\text{g. s.}, 2^+, 4^+)$, $t\gamma$ -угловые корреляции в реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}(2^+)$ при энергии $E_\alpha = 30.3 \text{ МэВ}$ и восстановленные на их основе тензоры ориентации $t_{kk}(\theta_t)$ мультипольных моментов и выстроенности $F_k(\theta_t)$ ядра $^{20}\text{Ne}(2^+)$ сопоставлены с расчетными в предположении прямого механизма срыва протона с учетом связи каналов по методу Coupled-channels Born approximation. Установлен набор необходимых для такого механизма реакции параметров расчета, и определены их конкретные значения. Рассчитанные дифференциальные сечения реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}$ для всех состояний вращательной полосы согласуются с экспериментальными при $\theta_t < 120^\circ$, где прямой механизм вносит основной вклад. В этой же области θ_t тензоры ориентации $t_{kk}(\theta_t)$ и выстроенности $F_2(\theta_t)$ и $F_4(\theta_t)$ ядра $^{20}\text{Ne}(2^+)$ удовлетворительно согласуются с экспериментальными. Установлено, что их величина при $\theta_t < 120^\circ$ невелика, т.е. изотропность распределения спинов в $^{20}\text{Ne}(2^+)$ не нарушается. При больших углах θ_t и экспериментальная, и рассчитанная величины $F_4 \approx 0.5$, что свидетельствует о частичном нарушении этой изотропности.

Ключевые слова: ядерные реакции, срыв протона, угловые корреляции

DOI: 10.31857/S0044002725010128, **EDN:** GRWRMG

1. ВВЕДЕНИЕ

На циклотроне НИИЯФ МГУ нами получены экспериментальные сечения реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}(\text{g. s.}, 2^+, 4^+)$ и $t\gamma$ -угловые корреляции в реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}(2^+, 1.634 \text{ МэВ})$ при энергии $E_\alpha = 30.3 \text{ МэВ}$ в трех плоскостях регистрации γ -квантов, включая плоскость реакции [1], с неполяризованными падающими на ядро α -частицами и без измерения поляризации конечных тритонов. Такая методика, в соответствии с [2], позволяет найти значения полного набора спин-тензоров $\rho_{kk}(\theta_t)$ четного ранга k матрицы плотности возбужденного ядра $^{20}\text{Ne}(2^+, 1.634 \text{ МэВ})$ в системе координат с осью квантования Z в плоскости реакции вдоль пучка α -частиц.

В [1] выполнен теоретический анализ экспериментальных дифференциальных сечений реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}(\text{g. s.}, 2^+, 4^+)$ для механизма срыва нуклона с учетом коллективного возбуждения ядер ^{19}F и ^{20}Ne по методу связанных каналов с помощью программного кода CHUCK [3], однако абсолютные величины измеренных сечений удалось согласовать с расчетными только при введении нормировочных множителей.

В настоящей работе мы возвращаемся к анализу экспериментальных данных [1], рассматривая в едином современном подходе прямого механизма срыва протона с учетом связи каналов по методу Coupled-channels Born approximation – ССВА (код FRESCO) [4], не только сечения реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}(\text{g. s.}, 2^+, 4^+)$, но и угловые зависимости корреляционных $t\gamma$ -характеристик возбужденного ядра $^{20}\text{Ne}(2^+, 1.634 \text{ МэВ})$ с $k = 2, 4$. К таким характеристикам относятся тензоры ориентации $t_{kk}(\theta_t)$ мультипольных моментов [2] ядра $^{20}\text{Ne}(2^+)$ и выстроенности $F_k(\theta_t)$ [5], связанные с тензорами его поляризации. В следующем разделе определены основные расчетные параметры метода ССВА, оказывающие влияние на величину характеристик реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}$, и независимо оценены их значения. В разд. 3, 4 рассчитанные дифференциальные сечения реакции и корреляционные характеристики ядра $^{20}\text{Ne}(2^+)$ сопоставлены с экспериментальными. В Заключение подведены итоги обсуждения полученных результатов.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ, ИСПОЛЪЗУЕМЫХ В РАСЧЕТАХ

Для численной реализации прямого механизма срыва протона в ССВА необходимыми параметрами расчета являются: число учитываемых каналов и коэффициенты их связи, спектроскопи-

¹⁾ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия.
* E-mail: galan_lidiya@mai.ru

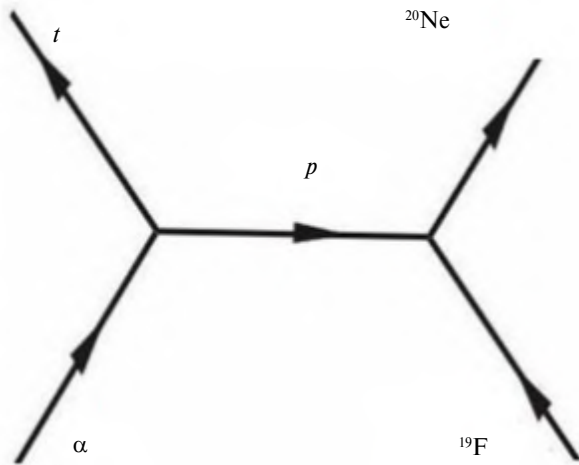


Рис. 1. Диаграмма, иллюстрирующая механизм срыва протона в реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}$.

ческие амплитуды (СА), определяющие вероятность развала в каждой вершине полюсной диаграммы рис. 1, и оптические потенциалы (ОП) во входном, выходном каналах и канале кор–кор-взаимодействия.

2.1. Выбор каналов и коэффициентов их связи

Ядро $^{20}\text{Ne}(4^+, 4.247 \text{ МэВ})$ не может быть образовано за счет механизма срыва протона (см. рис. 1) с орбитальным моментом $\Lambda = 0$, 2 на основное состояние ядра-мишени $^{19}\text{F}(1/2^+)$. Это состояние может заселяться за счет механизма образования составного ядра и за счет связи каналов в конечном ядре ^{20}Ne . Однако экспериментальное угловое распределение дифференциального сечения реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}(4^+, 4.25 \text{ МэВ})$ по форме и величине не соответствует этим механизмам: форма сечения не симметрична относительно $\theta_t = 90^\circ$, а его величина значительна. Альтернативным механизмом заселения состояния 4^+ в ^{20}Ne является возбуждение состояний $^{19}\text{F}(5/2^+, 0.197 \text{ МэВ})$ и $^{19}\text{F}(3/2^+, 1.554 \text{ МэВ})$ в ядре ^{19}F и добавление валентного протона к этим состояниям. Именно такая связь каналов в начальном и конечном ядре для механизма срыва протона реализована в настоящей работе (рис. 2). Аналогичная связь использована в [6] при расчете дифференциальных сечений реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, d)^{20}\text{Ne}$.

Определим коэффициенты связи (КС) между различными состояниями в ядрах ^{19}F и ^{20}Ne .

Состояния $^{19}\text{F}(5/2^+, 0.197 \text{ МэВ})$ и $(3/2^+, 1.554 \text{ МэВ})$ в [6] рассматривались как протонная дырка в $(2^+, 1.634 \text{ МэВ})$ состоянии ^{20}Ne . При таком подходе для описания связи между 0^+ - и 2^+ -

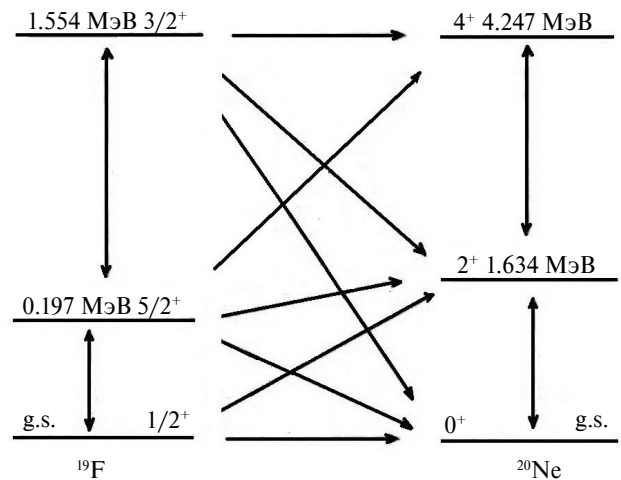


Рис. 2. Схема связи каналов в реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}$. Прямые со стрелками — передача протонов, с двойными стрелками — связь каналов в ядрах ^{19}F и ^{20}Ne .

состояниями ^{20}Ne и $(1/2^+, \text{g.s.})$, $(5/2^+, 0.197 \text{ МэВ})$ и $(3/2^+, 1.554 \text{ МэВ})$ состояниями ^{19}F в [6] использовались одни и те же КС, основанные на деформации основного состояния ^{20}Ne с $\beta_2 = 0.45$, $\beta_4 = 0.15$ в ротационной модели.

Мы используем другой выбор КС между возбужденными уровнями, разрешенный в коде FRESKO [4]: КС задаются в качестве входных параметров на основе известных интенсивностей γ -переходов между уровнями без предположения о справедливости ротационной модели для ^{19}F .

Согласно [7], в ядре ^{19}F имеются два основных электромагнитных перехода между уровнями: $^{19}\text{F}(\text{g.s.}) \leftrightarrow ^{19}\text{F}(5/2^+, 0.197 \text{ МэВ})$ и $^{19}\text{F}(3/2^+, 1.554 \text{ МэВ}) \leftrightarrow ^{19}\text{F}(5/2^+, 0.197 \text{ МэВ})$. Используя приведенные в [8] расчетные интенсивности $B(E2)$ переходов в ядре ^{19}F , мы оценили КС каналов за счет кулоновского взаимодействия:

$$\text{КС}_{\text{кулон}}(1/2^+ \rightarrow 5/2^+) = 11.3e^2 \text{ Фм}^4,$$

$$\text{КС}_{\text{кулон}}(3/2^+ \rightarrow 5/2^+) = 10.5e^2 \text{ Фм}^4,$$

где e — заряд электрона.

Для ядерного взаимодействия между каналами КС_{ядер} оценивались с помощью соотношения, связывающего интенсивности электромагнитных переходов с параметром деформации в ротационной модели:

$$M_2 = \frac{3Z\beta_2 R^2}{4\pi},$$

где β_2 — параметр деформации ^{19}F .

Для выходного канала $t + {}^{20}\text{Ne}$ кулоновские $\text{КС}_{\text{кулон}}$ оценивались из известной [7] интенсивности перехода $B(E_2, 0^+ \leftrightarrow 2^+) = 3300 e^2 \text{ ФМ}^4$, ядерные – по деформации $\beta_2 = 0.45$, $\beta_4 = 0.15$ ротационного ядра ${}^{20}\text{N}$. Полный набор КС, с которыми проведены расчеты, приведен в табл. 1.

2.2. Спектроскопические амплитуды для механизма срыва протона в реакции ${}^{19}\text{F}(\alpha, t){}^{20}\text{Ne}$

Рассчитаем СА протона в каждой вершине полюсной диаграммы рис. 1, иллюстрирующей механизм срыва в реакции ${}^{19}\text{F}(J_A)(\alpha, t){}^{20}\text{Ne}(J_B)$. Как показано в предыдущем разделе, в вершине ${}^{20}\text{Ne}(J_B) = {}^{19}\text{F}(J_A) + p$ необходимо определить СА для $J_A = 1/2^+, 5/2^+, 3/2^+$ и $J_B = 0^+, 2^+, 4^+$.

В левой вершине диаграммы рис. 1

$$\text{CA}^{\alpha \rightarrow t+p} = \sqrt{2}. \quad (1)$$

В правой вершине диаграммы рис. 1 СА зависит от орбитального Λ и полного j моментов, уносимых протоном со спином $s = 1/2$. Для всех состояний начального и конечного ядер $A = {}^{19}\text{F}$, $B = {}^{20}\text{Ne}$ используем спектроскопию ядер $1d-2s$ -оболочки в модели Нильссона [9]. Согласно [10] $\text{CA}_{\Lambda s j}^{J_B \rightarrow J_A + p}$ определяется выражением

$$\begin{aligned} \text{CA}_{\Lambda s j}^{J_B \rightarrow J_A + p} = & \left(\frac{B}{A} \right)^{N_p/2} \cdot \mathfrak{I}_{N\Lambda s=1/2}^{J_B \rightarrow J_A} \cdot \langle T_A \tau_A T_p \tau_p | T_B \tau_B \rangle \times \\ & \times \sqrt{(2j+1)(2J_A+1)(2L_B+1)(2S_B+1)} \times \\ & \times \begin{Bmatrix} L_A & S_A & J_A \\ \Lambda & 1/2 & j \\ L_B & S_B & J_B \end{Bmatrix}, \quad (2) \end{aligned}$$

где $(B/A)^{N_p/2}$ – множитель отдачи, N_p – главное квантовое число отделяемого протона, $L_{A(B)}, S_{A(B)}, J_{A(B)}, T_{A(B)}$ – орбитальные моменты, спины, полные моменты и изоспины ядер $A(B)$; $\mathfrak{I}_{N\Lambda s=1/2}^{J_B \rightarrow J_A}$ – интегралы перекрытия их волновых функций (ВФ) и $\Psi_{N\Lambda\mu}(\mathbf{r}_p - \mathbf{R}_A) \cdot \chi_p$ – ВФ относительного движения протона и ядра A с моментом Λ , χ_p – его спин-орбитальная ВФ.

Нильссоновская ВФ $|N J \Omega\rangle$ [9] имеет три сохраняющихся квантовых числа: главное квантовое

число N , полный спин ядра J и его проекция Ω на ось симметрии ядра. Эта функция для каждого J может быть представлена в виде суперпозиции ВФ нильссоновских орбиталей $|N_i l_i \mu_i\rangle$, 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 – значения проекции спина, $\mu_i + \sigma_i = \Omega_i$) гамильтониана, учитывающего спин-орбитальное взаимодействие и деформацию:

$$|N J \Omega\rangle \equiv \sum_i |\Omega_i\rangle = \sum_{N_i l_i \mu_i} a_{l_i \mu_i \sigma_i} |N_i l_i \mu_i + \sigma_i = \Omega_i\rangle. \quad (3)$$

В (3) $N = \sum_i N_i$, для ядер $1d-2s$ -оболочки $N_i = 2$.

При конструировании ВФ ядер в основных состояниях мы учитывали характеристики соседних ядер. Выбор орбиталей ВФ для возбужденных состояний ${}^{19}\text{F}$ и ${}^{20}\text{Ne}$ отражает их энергии возбуждения.

Ядро ${}^{19}\text{F}$ в основном состоянии ($J_A = 1/2^+$) в модели Нильссона мы рассматривали как остов ${}^{18}\text{O}$, в деформированном потенциале которого находится протон. ВФ ядра ${}^{18}\text{O}(L_1, S_1 = 0, T_1 = 1)$ соответствует конфигурации (сферический кор ${}^{16}\text{O}$ не учитываем) $|(N\mathbb{O} 5)^{2(2T_1+1)(2S_1+1)} L_1 : \Omega_1 = 0\rangle$, где $T_1 = 1, S_1 = 0$. ВФ ${}^{19}\text{F}(J_A = 1/2^+, L_A = 0, T_A = 1/2, S_A = 1/2)$ определяем как антисимметричную комбинацию низших орбиталей $(N\mathbb{O} 5)^2$ и $(N\mathbb{O} 6)$, содержащую протон с $L_2, T_2 = S_2 = 1/2$:

$$\begin{aligned} \Psi_{19\text{F}}(J_A = 1/2^+, \Omega = 1/2) = & \sum_{L_1} |(N\mathbb{O} 5)^{2(2T_1+1)(2S_1+1)} L_1 : \Omega_1 = 0, \\ & (N\mathbb{O} 6)^{(2T_2+1)(2S_2+1)} L_2 : \Omega_2 = 1/2\rangle = \\ = & \begin{pmatrix} 3 \\ 1 \end{pmatrix}^{1/2} \langle S_1 \sigma_1 S_2 \sigma_2 | S_A \sigma_A \rangle \langle T_1 \tau_1 T_2 \tau_2 | T_A \tau_A \rangle \times \\ & \times \sum_{L_1} \langle L_1 0 L_2 0 | L_A 0 \rangle \cdot |(N\mathbb{O} 5)^{2(2T_1+1)(2S_1+1)} L_1 : \Omega_1 = 0\rangle \times \\ & \times |(N\mathbb{O} 6)^{(2T_2+1)(2S_2+1)} L_2 : \Omega_2 = 1/2\rangle, \end{aligned}$$

Таблица 1. Коэффициенты связи каналов в реакции ${}^{19}\text{F}(\alpha, t){}^{20}\text{Ne}$

ЕЛ-переход	$\text{КС}_{\text{кулон}}, e^2 \text{ ФМ}^4$	$\text{КС}_{\text{ядер}}, e^2 \text{ ФМ}^4$
${}^{19}\text{F}(5/2^+ \rightarrow 1/2^+)$	11.3	2.3
${}^{19}\text{F}(3/2^+ \rightarrow 5/2^+)$	10.5	2.0
${}^{19}\text{F}(5/2^+ \rightarrow 5/2^+)$		3.3
${}^{20}\text{Ne}(2^+ \rightarrow 0^+)$	18.17	$\beta_2 = 0.45, \beta_4 = 0.15$

учитывая конкретные значения $S_i, T_i (i = 1, 2)$, $L_1 = L_2 = 0, 2$, получим

$$\begin{aligned} \Psi_{19\text{F}}(J_A = 1/2^+, \Omega = 1/2) = \\ = -\sqrt{2} \left\{ |(N\bar{0} 5)^{2\ 31} S : \Omega_1 = 0 \rangle \cdot a_{200+}^{6(19\text{F})} |200+\rangle + \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{5}} |(N\bar{0} 5)^{2\ 31} D : \Omega_1 = 0 \rangle \cdot a_{220+}^{6(19\text{F})} |220+\rangle \right\}, \quad (4a) \end{aligned}$$

где $a_{200+}^{6(19\text{F})} = 0.576$, $a_{220+}^{6(19\text{F})} = 0.817$ [9].

ВФ $^{19}\text{F}(J_A = 5/2^+, 0.197 \text{ МэВ})$ определяется переходом протона с орбитали (№ 6) на орбиталь (№ 5) (разница энергий орбиталей практически совпадает с энергией этого состояния 0.197 МэВ [7]):

$$\begin{aligned} \Psi_{19\text{F}}(J_A = 5/2^+, \Omega = 5/2) = \\ = |(N\bar{0} 5)^{3(2T+1)(2S+1)} L : \Omega = 5/2 \rangle. \quad (4б) \end{aligned}$$

ВФ $^{19}\text{F}(J_A = 3/2^+)$, $E^* = 1.557 \text{ МэВ}$ определяется переходом протона с орбитали (№ 6) на орбиталь (№ 8) с разницей энергий орбиталей, близкой к энергии возбуждения. По аналогии с (4a) получаем

$$\begin{aligned} \Psi_{19\text{F}}(J_A = 3/2^+, \Omega = 3/2) = \\ = -\sqrt{2} a_{222-}^{8(19\text{F})} \cdot \left\{ |(N\bar{0} 5)^{2\ 31} S : \Omega_1 = 0 \rangle \times \right. \\ \times |(N\bar{0} 8)^{22} D : \Omega_2 = 3/2 \rangle + |2220|22 \rangle \times \\ \times |(N\bar{0} 5)^{2\ 31} D : \Omega_1 = 0 \rangle \times \\ \left. \times |(N\bar{0} 8)^{22} D : \Omega_2 = 3/2 \rangle \right\}, \quad (4в) \end{aligned}$$

где $a_{222-}^{8(19\text{F})} = -0.944$ [9].

ВФ основного состояния ^{20}Ne в модели Нильссона при $\beta_2 = 0.42-0.7$ [7] содержит заполненную орбиталь $(N\bar{0} 5)^4$, коэффициент $a_{222+}^{5(20\text{Ne})} = 1$,

$$\begin{aligned} \Psi_{20\text{Ne}}(J_B = 0^+, \Omega = 0) = \\ = |(N\bar{0} 5)^{4(2T+1)(2S+1)} S : \Omega = 0 \rangle, \quad (5a) \end{aligned}$$

где $T = S = 0$. ВФ $^{20}\text{Ne}(J_B = 2^+)$ с той же деформацией может быть сконструирована путем перехода нуклона из орбитали (№ 5) в свободную орби-

таль (№ 11), принадлежащую $1d_{3/2}$ -оболочке:

$$\begin{aligned} \Psi_{20\text{Ne}}(J_B = 2^+, \Omega = 2) = \\ = \sum_{L_1=2L_2} |(N\bar{0} 5)^{3(2T_1+1)(2S_1+1)} D, \\ (N\bar{0} 11)^{(2T_2+1)(2S_2+1)} L_2 : \Omega_2 = -1/2 \rangle = \\ = \left(\frac{4}{1} \right)^{1/2} \langle S_1 \sigma_1 S_2 \sigma_2 | 00 \rangle \langle T_1 \tau_1 T_2 \tau_2 | 00 \rangle \times \\ \times \sum_{L_2} \langle 22 L_2 0 | 22 \rangle \cdot |(N\bar{0} 5)^{3\ 22} D : \Omega_1 = 5/2 \rangle \times \\ \times |(N\bar{0} 11)^{22} L_2 : \Omega_2 = -1/2 \rangle, \end{aligned}$$

$S_1 = S_2 = 1/2$, $T_1 = T_2 = 1/2$. В результате

$$\begin{aligned} \Psi_{20\text{Ne}}(J_B = 2^+, \Omega = 2) = a_{200-}^{11(20\text{Ne})} |(N\bar{0} 5)^3 \Omega_1 = \\ = 5/2 \rangle |200-\rangle + a_{220-}^{11(20\text{Ne})} |(N\bar{0} 5)^3 \Omega_1 = \\ = 5/2 \rangle |220-\rangle \cdot \langle 2220|22 \rangle, \quad (5б) \end{aligned}$$

где $a_{200-}^{11(20\text{Ne})} = -0.830$, $a_{220-}^{11(20\text{Ne})} = 0.602$ [9].

ВФ $^{20}\text{Ne}(J_B = 4^+)$ конструируется путем перехода нуклона из орбитали (№ 5) в свободную орбиталь (№ 8), принадлежащую $1d_{3/2}$ -оболочке. Выполняя преобразования, такие же, как для ВФ (5б), получаем

$$\begin{aligned} \Psi_{20\text{Ne}}(J_B = 4^+, \Omega = 4) = \\ = a_{222-}^{8(20\text{Ne})} \cdot |(N\bar{0} 5)^3 : \Omega_1 = 5/2 \rangle \cdot |222-\rangle, \quad (5в) \end{aligned}$$

где коэффициент $a_{222-}^{8(20\text{Ne})} = -1$ [9].

Используя ВФ (4), (5), с помощью техники генеалогических коэффициентов для ядер $1d$ -оболочки [11] мы рассчитали интегралы перекрывания $\mathfrak{I}_{Np\Lambda s}^{J_B \rightarrow J_A}$ и $\text{CA}_{\Lambda s j}^{J_B \rightarrow J_A + p}$ (3) в модели Нильссона (табл. 2).

2.3. Выбор параметров оптических потенциалов

Стартовые параметры ОП взяты из [12]. Приведенные там параметры, хорошо описывающие угловое распределение упругого рассеяния α -частиц с энергией 25 МэВ в передней полусфере, варьировались — незначительно менялась глубина потенциалов.

Тритонные ОП выходного канала и канала кор—кор-взаимодействия $t + ^{19}\text{F}$ определены как глобальные оптические потенциалы [13] с учетом энергии возбуждения ядра ^{20}Ne . Конкретные значения использованных нами параметров приведены в табл. 3.

Таблица 2. Спектроскопические амплитуды протонов в вершине распада $^{20}\text{Ne}(J_B) \rightarrow ^{19}\text{F}(J_A) + p$

Канал распада	J_B	Λ	j	$\text{CA}_{\Lambda sj}^{J_B \rightarrow J_A + p}$
$^{20}\text{Ne}(J_B) \rightarrow ^{19}\text{F}(1/2^+) + p$	0^+	0	1/2	−0.393
	2^+	2	3/2	0.168
			5/2	0.206
$^{20}\text{Ne}(J_B) \rightarrow ^{19}\text{F}(5/2^+) + p$	0^+	2	1/2	0.316
	2^+	0	1/2	−0.455
		2	3/2	0.088
			5/2	0.168
	4^+	2	3/2	−0.447
			5/2	−0.316
$^{20}\text{Ne}(J_B) \rightarrow ^{19}\text{F}(3/2^+) + p$	0^+	2	1/2	−0.238
	2^+	0	1/2	−0.107
		2	3/2	−0.219
			5/2	−0.322
		2	5/2	−0.534
	4^+	2	5/2	−0.534

Таблица 3. Параметры ОП во входном, выходном каналах реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}$ и канале кор–кор-взаимодействия $t + ^{19}\text{F}$

Канал	V^* , МэВ	R_V^*, r_V , Фм	a_V , Фм	W , МэВ	WD , МэВ	R_W, r_W , Фм	a_W , Фм	R_c , Фм
$\alpha + ^{19}\text{F}$	204.3	1.42	0.596	17.06		1.57	0.699	
$t + ^{20}\text{Ne}$ 20.5 МэВ	141.201	0.98	0.792	2.04	11.79	1.37	0.801	1.3
$t + ^{20}\text{Ne}$ 19.0 МэВ	142.218	0.98	0.792	1.97	11.88	1.37	0.801	1.3
$t + ^{20}\text{Ne}$ 15.65 МэВ	144.49	0.98	0.792	1.87	12.03	1.37	0.801	1.3
$t + ^{19}\text{F}$ 30.3 МэВ	134.56	0.988	0.792	2.46	11.26	1.37	0.801	1.3

3. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ
РЕАКЦИИ $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}$

Определенные в предыдущем разделе расчетные параметры использованы нами при сопоставлении экспериментальных и расчетных угловых распределений дифференциальных сечений (ДС) реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}(\text{g. s.}; 2^+, 1.634 \text{ МэВ}; 4^+, 4.247 \text{ МэВ})$ (рис. 3). Рассчитанные ДС не содержат дополнительных нормировок.

Как видно из рисунка, расчетные кривые вплоть до углов $\theta_t < 120^\circ$ передают форму экспериментальных ДС для всех состояний ^{20}Ne . В этой области θ_t расчетные ДС для состояния 2^+ совпадают с экспериментальными не только по форме, но и по величине. Для основного состояния ^{20}Ne величина рассчитанного ДС несколько завышена, а для 4^+ — занижена по сравнению с экспериментальным. Дальнейшая корректировка возможна за счет варьирования глубины ОП в начальном и конечном каналах. Для корректного описания экспериментальных ДС реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}$ при $\theta_t > 120^\circ$ необходимо учитывать кластерную структуру ядер ^{19}F и ^{20}Ne , связанный

с ней механизм передачи тяжелого кластера ^{16}O , а также вклад механизма составного ядра.

4. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ЯДРА $^{20}\text{Ne}(2^+)$

Исследованные в [1] $t\gamma$ -угловые корреляции в реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}(2^+)$ при энергии $E_\alpha = 30.3 \text{ МэВ}$ позволили определить значения полного набора спин-тензоров $\rho_{kk}(\theta_t)$ четного ранга k матрицы плотности ядра $^{20}\text{Ne}(2^+)$ и на их основе — ряд корреляционных характеристик, таких как тензоры ориентации мультипольных моментов $t_{kk}(\theta_t)$ [2], тензорная поляризация и ее коэффициенты $F_k(\theta_t)$ [5] для четных рангов k , определяемых как выстроенности.

В [1] экспериментальные спин-тензоры $\rho_{kk}(\theta_t)$ определены в системе координат (СК) с осью квантования Z , ориентированной вдоль пучка α -частиц, и плоскостью ZX , совпадающей с плоскостью реакции. Для расчета корреляционных характеристик необходим перевод $\rho_{kk}(\theta_t)$ в те СК, в которых определены эти характеристики. Такой перевод осуществляется с помощью D -функций

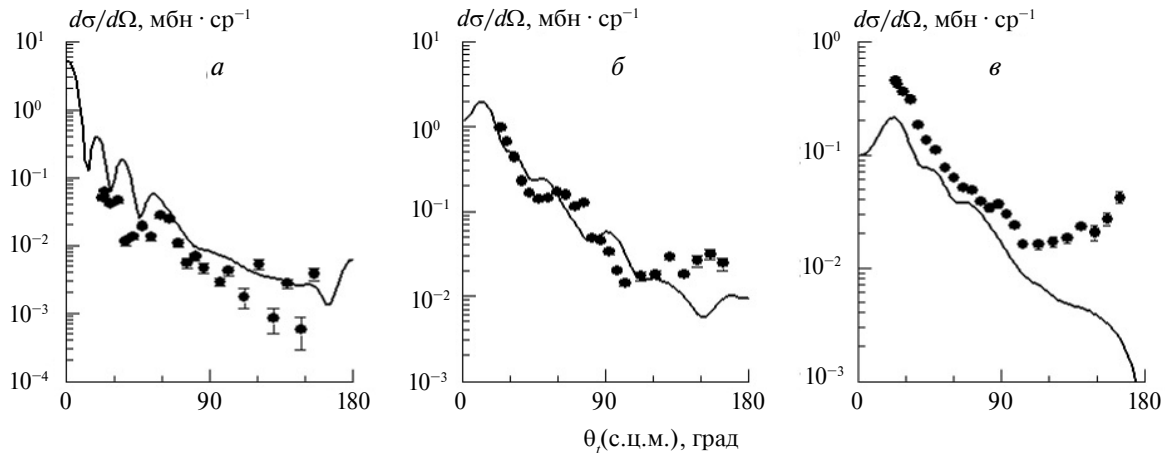


Рис. 3. Дифференциальные сечения реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}$ для состояний ^{20}Ne : *a* – g. s.; *б* – 2^+ , 1.634 МэВ; *в* – 4^+ , 4.247 МэВ. Точки – эксперимент [1], кривые – расчет в методе CCBA (код FRESKO [4]).

Вигнера [14] тремя последовательными поворотами на определенные углы Эйлера.

4.1. Тензоры ориентации мультипольных моментов

Тензоры ориентации мультипольных моментов $t_{kk}(\theta_t)$ ядра $^{20}\text{Ne}(2^+)$ определяются в СК с осью квантования, направленной по импульсу ядра отдачи в плоскости реакции. Переход в эту СК из экспериментальной осуществляется с помощью $D_{\kappa'\kappa}^k(\pi, \pi - \theta_t, \pi)$ функции Вигнера

$$t_{kk}(\theta_t) = \frac{1}{\sqrt{(2k+1)(2J+1)}} \times \frac{\sum_{\pm\kappa'} t_{\kappa\kappa'}(\theta_y) \cdot D_{\kappa'\kappa}^k(\pi, \pi - \theta_t, \pi)}{\rho_{00}(\theta_t)}. \quad (6)$$

Экспериментальные и рассчитанные угловые зависимости $t_{kk}(\theta_t)$ для $k = 2, 4$ приведены на рис. 4.

Как видно из рисунка, тензоры ориентации знакопеременны. Имеет место качественное согласие экспериментальных и расчетных $t_{2\kappa}(\theta_t)$, $t_{4\kappa}(\theta_t)$ во всей угловой области вылета тритонов.

4.2. Выстроенности $F_k(\theta_t)$ ядра $^{20}\text{Ne}(2^+)$

Выстроенности $F_k(\theta_t)$ (четные $k = 2, \dots, 2J_B$, $0 \leq |F_k(\theta_t)| \leq 1$) определяются как полиномы от степеней средних значений компонент спина $\langle J_B \rangle$ {моментов матрицы плотности $\sum_M M^k \rho_{J_B}(M, M)$ }. Максимальные значения $F_k(\theta_t)$ достигаются при $M = J_B$. В случае изотропного распределения спинов $F_k(\theta_t)$ равны нулю. Для ядра $^{20}\text{Ne}(2^+)$ мы рассматриваем квадрупольную $F_2(\theta_t)$ и гексадекапольную $F_4(\theta_t)$ выстроенности.

Выстроенности $F_k(\theta_t)$ ядра определяются в СК с осью квантования, перпендикулярной

плоскости реакции, и осью OX , направленной по падающему пучку. Получим эти характеристики с помощью тензоров $t_{kk}(\theta_t)$, используя $D_{\kappa'\kappa}^k(\pi/2, \pi/2, 2\pi - \theta_t)$ функции Вигнера:

$$F_2(\theta_y) = \sqrt{\frac{(J+1)(2J+3)}{J(2J-1)(2J+1)}} \sum_{\pm\kappa'} t_{2\kappa'}(\theta_y) \times D_{\kappa'0}^2(\pi/2, \pi/2, 2\pi - \theta_y), \quad (7)$$

$$F_4(\theta_y) = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{(2J+3)(2J+2)(2J+4)(2J+5)}{J(J-1)(2J-1)(2J-3)(2J+1)}} \times \sum_{\pm\kappa'} t_{4\kappa'}(\theta_y) \cdot D_{\kappa'0}^4(\pi/2, \pi/2, 2\pi - \theta_y). \quad (8)$$

С помощью (6)–(8) мы рассчитали выстроенности ядра $^{20}\text{Ne}(2^+)$, представленные на рис. 5.

Как видно из рисунка, и экспериментальные, и теоретические выстроенности $F_2(\theta_t)$, $F_4(\theta_t)$ неотрицательны при всех углах вылета тритонов, т.е. имеют постоянную ориентацию относительно оси квантования в СК, перпендикулярной плоскости реакции.

Рассчитанная квадрупольная выстроенность $F_2(\theta_t)$ при $\theta_t < 50^\circ$ имеет форму, воспроизводящую экспериментальную, но примерно в 2 раза меньшую по величине. При больших углах наблюдается согласие рассчитанной и экспериментальной выстроенности $F_2(\theta_t)$ как по форме, так и по величине. Максимальное значение $F_2(\theta_t)$ (и в расчетах, и в эксперименте с учетом ошибок) не превышает 0.14, что соответствует изотропному распределению спинов в $^{20}\text{Ne}(2^+)$.

Экспериментальная и рассчитанная гексадекапольная выстроенность $F_4(\theta_t)$ совпадают между

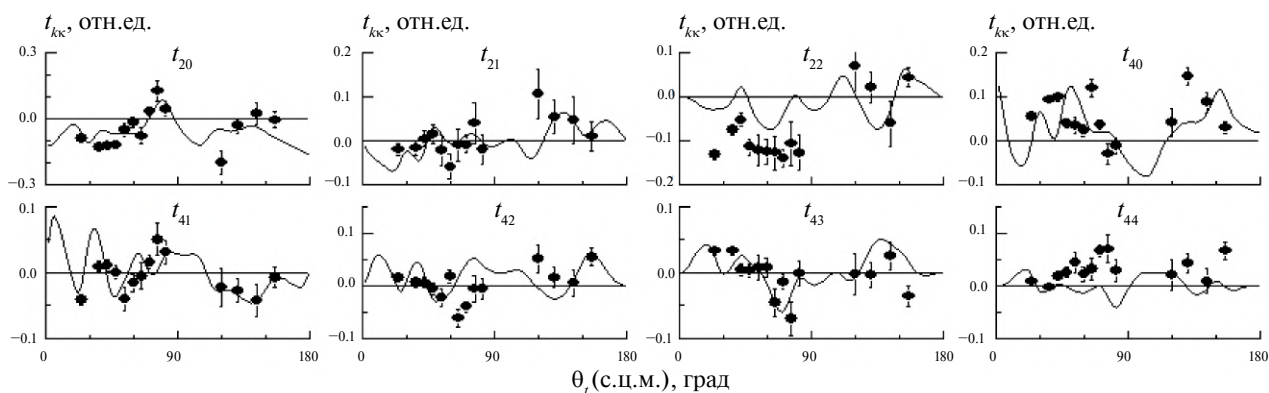


Рис. 4. Тензоры ориентации квадрупольного $t_{2k}(\theta_i)$ и гексадекапольного $t_{4k}(\theta_i)$ моментов ядра $^{20}\text{Ne}(2^+)$: точки – экспериментальные данные [1]; кривые – рассчитанные в методе CCBA (код FRESKO).

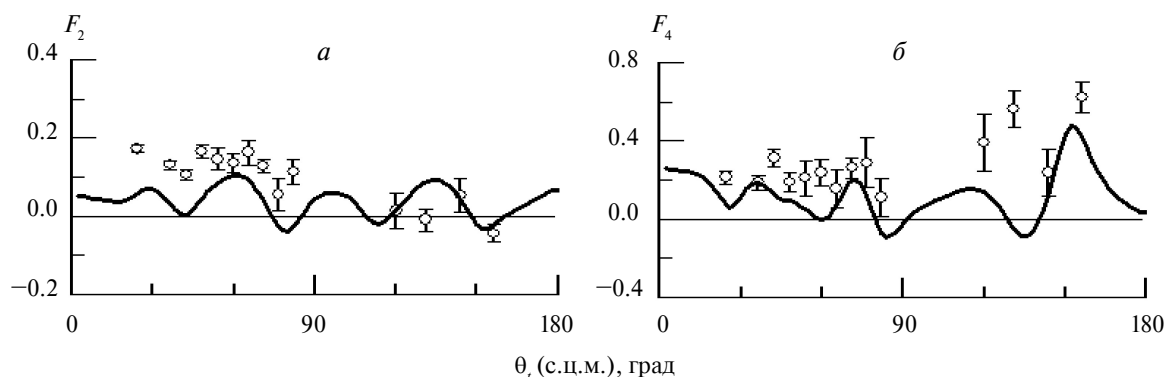


Рис. 5. Квадрупольная $F_2(\theta_i)$ (а) и гексадекапольная $F_4(\theta_i)$ (б) выстроенности ядра $^{20}\text{Ne}(2^+)$: точки – эксперимент [1]; кривые – расчет в методе CCBA (код FRESKO).

собой и по форме, и по величине при $\theta_i < 120^\circ$. Максимальная величина $F_4(\theta_i)$ в этой области углов ≈ 0.27 , т.е. изотропность распределения спинов в $^{20}\text{Ne}(2^+)$ нарушается слабо. В области углов $120^\circ < \theta_i < 150^\circ$ рассчитанная выстроенность $F_4(\theta_i)$ меньше экспериментальной. При $\theta_i \approx 160^\circ$ обе $F_4(\theta_i)$ имеют значительный максимум ≈ 0.45 , что свидетельствует о частичном нарушении изотропности распределения спинов в $^{20}\text{Ne}(2^+)$ при $\theta_i \approx 160^\circ$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При рассмотрении характеристик реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}$ с учетом прямого механизма срыва протона со связи каналов по методу CCBA (код FRESKO) мы сумели получить в удовлетворительном согласии с экспериментом не только дифференциальные сечения реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{19}\text{F}$ (g. s., 2^+ , 4^+), но и угловые зависимости корреляционных характеристик возбужденного ядра $^{20}\text{Ne}(2^+, 1.634 \text{ МэВ})$. Все указанные величины рассчитывались нами с одними и теми же параметрами расчета: КС различных каналов в CCBA, СА протона во всех состояниях ядер

^{19}F , ^{20}Ne , учитываемых при связи каналов, и параметров ОП во всех каналах.

Расчетные ДС вплоть до углов $\theta_i < 120^\circ$ передают форму экспериментальных для всех состояний ^{20}Ne , а для состояния 2^+ совпадают с экспериментальными не только по форме, но и по величине. Для описания экспериментальных сечений при $\theta_i > 120^\circ$, по-видимому, необходимо учитывать кластерную структуру ядер ^{19}F , ^{20}Ne и механизм передачи тяжелого кластера ^{16}O в реакции $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}$.

Тензоры поляризации $t_{2k}(\theta_i)$, $t_{4k}(\theta_i)$ знакопеременны и качественно согласуются с экспериментальными во всей угловой области.

Выстроенности $F_2(\theta_i)$, $F_4(\theta_i)$ (экспериментальные и теоретические) положительны при всех углах вылета тритонов, т.е. имеют постоянную ориентацию относительно оси квантования. Рассчитанная $F_2(\theta_i)$ качественно согласуется с экспериментальной при всех углах вылета тритонов, а ее величина соответствует изотропному распределению спинов в $^{20}\text{Ne}(2^+)$. Рассчитанная гексадекапольная выстроенность $F_4(\theta_i)$ согласуется с экспериментальной при $\theta_i < 120^\circ$, изотроп-

ность распределения спинов в $^{20}\text{Ne}(2^+)$ в этой области углов вылета тритонов нарушается слабо. При больших углах θ_t обе $F_4(\theta_t)$ имеют значительный максимум, что позволяет утверждать о частичном нарушении изотропности распределения спинов в $^{20}\text{Ne}(2^+)$.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. В. Игнатенко, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, *ЯФ* **58**, 208 (1995) [*Phys. At. Nucl.* **58**, 166 (1995)].
2. Н. С. Зеленская, И. Б. Теплов, *Характеристики возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях* (Энергоатомиздат, Москва, 1995).
3. P. D. Kunz and E. Rost, *Comput. Nucl. Phys.* **2**, 88 (1993); https://doi.org/10.1007/978-1-4613-9335-1_5
4. I. J. Tompson, *Comput. Phys. Rep.* **7**, 167 (1988); <http://www.fresco.org.uk/>
5. Г. Р. Хуцишвили, *УФН* **53**, 381 (1954); doi: 10.3367/UFNr.0053.195407b.0381 [*Usp. Fiz. Nauk* **53**, 381 (1954)].
6. A. W. Obst and K. W. Kemper, *Phys. Rev. C* **8**, 1682 (1973); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.8.1682>
7. Centre for Photonuclear Experiments Data, <http://cdfc.sinp.msu.ru/>
8. R. A. Radhi, A. A. Alzubadi, and E. M. Rashed, *Nucl. Phys. A* **947**, 12 (2016); <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2015.12.002>
9. С. Г. Нильссон, *Связанные состояния индивидуальных нуклонов в сильно деформированных ядрах*, в кн. *Деформация атомных ядер* (ИИЛ, Москва, 1958), с. 232 [S. G. Nilsson, *Dan. Mat. Fys. Medd.* **29**, 1 (1955)].
10. Н. С. Зеленская, *Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физика. Астрономия* **75**, 33 (2020) [*Moscow Univ. Phys. Bull.* **75**, 39 (2020)].
11. H. A. Jahn and H. Van Wieringer, *Pros. Roy. Soc. A* **209**, 502 (1951); <https://doi.org/10.1098/rspa.1951.0222>
12. T. P. Kriick, N. M. Hintz, and D. Dehnhard, *Nucl. Phys. A* **216**, 549 (1973); doi: 10.1016/0375-9474(73)90169-3
13. D. Y. Pang, W. M. Dean, and A. M. Mukhammedzhanov, *Phys. Rev. C* **91**, 024611 (2015); doi: 10.1103/PhysRevC.91.024611
14. А. Эдмонс, *Угловые моменты в квантовой механике*, в кн. *Деформация атомных ядер* (ИИЛ, Москва, 1958), с. 305.

CORRELATION CHARACTERISTICS OF THE $^{20}\text{Ne}(2^+, 1.634 \text{ MeV})$ NUCLEUS, FORMED IN THE $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}$ REACTION AT $E_\alpha = 30.3 \text{ MeV}$

© 2025 L. I. Galanina¹⁾, N. S. Zelenskaya¹⁾, V. M. Lebedev¹⁾,
N. V. Orlova¹⁾, A. V. Spassky¹⁾

¹⁾ Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Research Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia

The differential cross sections of the $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}(\text{g. s.}, 2^+, 4^+)$ reaction studied at the cyclotron of the MSU Institute of Nuclear Physics, tg -angular correlations in the reaction $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}(2^+)$ at the energy $E_\alpha = 30.3 \text{ MeV}$ and the tensors of the orientation of the multipole moments and the alignments $F_k(\theta_t)$ of the $^{20}\text{Ne}(2^+)$ nucleus reconstructed on their basis are compared with the calculated ones under the assumption of a direct mechanism of proton stripping taking into account the coupling of channels using the Coupled Channels Born approximation. A set of calculation parameters necessary for such a reaction mechanism is established and their specific values are determined. The calculated differential cross sections of the reaction $^{19}\text{F}(\alpha, t)^{20}\text{Ne}$ for all states of the rotational band agree with the experimental ones at $\theta_t < 120^\circ$, where the direct mechanism makes the main contribution. In the same region of θ_t the calculated $F_2(\theta_t)$ and $F_4(\theta_t)$ of the $^{20}\text{Ne}(2^+)$ nucleus agree satisfactorily with the experimental ones. It was found that their value at $\theta_t < 120^\circ$ is small, so the isotropy of the spin distribution in $^{20}\text{Ne}(2^+)$ is not violated. At large angles θ_t both the experimental and calculated values of F_4 are about 0.5, that indicates a partial violation of this isotropy.