

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДРА $^{14}\text{C}(3^-; 6.73 \text{ МэВ})$ В РЕАКЦИИ $^{13}\text{C}(d, p\gamma)^{14}\text{C}$

© 2021 г. Л. И. Галанина^{1)*}, Н. С. Зеленская¹⁾, В. М. Лебедев¹⁾,
Н. В. Орлова¹⁾, А. В. Спасский¹⁾, И. С. Тюрин²⁾, А. Г. Алибаева³⁾

Поступила в редакцию 11.12.2020 г.; после доработки 11.12.2020 г.; принята к публикации 11.12.2020 г.

При энергии дейтронов 15.3 МэВ на циклотроне НИИЯФ МГУ измерены дифференциальные сечения и функции угловой p - γ -корреляции для реакций $^{13}\text{C}(d, p_3\gamma_{6.73})^{14}\text{C}$ и $^{13}\text{C}(d, p_1\gamma_{6.09})^{14}\text{C}$. Для ядра $^{14}\text{C}(3^-, 6.73 \text{ МэВ})$ восстановлены все четные компоненты спин-тензоров матрицы плотности и впервые определены его различные ориентационные характеристики. Экспериментальные результаты сопоставлены с расчетами в предположении механизма срыва нейтрона и в модели составного ядра.

DOI: 10.31857/S0044002721030107

1. ВВЕДЕНИЕ

Детальное описание на микроскопическом уровне структуры нейтронно-избыточного ядра ^{14}C остается актуальной задачей исследователей все последние годы [1–6]. В различных ядерных реакциях изучается смешивание оболочечных конфигураций, определяются параметры деформации ядра и его кластеризация в различных состояниях. Одной из таких реакций является реакция $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}^*$, механизм которой исследуется в настоящей работе.

Изучению механизма реакции $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}^*$ посвящено значительное количество как экспериментальных, так и теоретических работ [7]. Исследования проведены в широкой энергетической области от нескольких сотен кэВ до 56 МэВ. Угловые распределения (УР) протонов при энергиях дейтронов $E_d = 13$ –18 МэВ ранее измерялись в работах [8–10] и в нашей работе [11]. Угловые p - γ -корреляции в реакции $^{13}\text{C}(d, p_3\gamma_{6.73})^{14}\text{C}$ исследовались только в [12] при энергии $E_d = 3.7 \text{ МэВ}$. Корреляционные измерения проведены в плоскости реакции при одном значении $\theta_p = 35^\circ$. Используя механизм срыва нейтрона в плосковолновом приближении, авторы определили спин и четность изучаемого состояния конечного ядра. Характерно, что при анализе

экспериментальных результатов в этой реакции такой механизм успешно привлекался различными авторами уже при энергии дейтронов несколько сотен кэВ [13], что связано, по-видимому, с малой энергией связи дейтрона и с относительно большим значением Q реакции.

В настоящей работе представлены результаты измерения дифференциальных сечений и функций угловой p - γ -корреляции (ФУК) в реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma)^{14}\text{C}$ при переходе ядра ^{14}C из возбужденных состояний 1^- и 3^- в основное 0^+ -состояние с испусканием γ -квантов $E1$ - и $E3$ -мультипольности соответственно. Из угловых корреляций восстановлены все четные компоненты спин-тензоров матрицы плотности ядра $^{14}\text{C}(1^-, 3^-)$. Для выстроенного ядра $^{14}\text{C}(3^-)$ определены без дополнительных измерений различные ориентационные характеристики: заселенности магнитных подсостояний; тензоры ориентации мультипольных моментов и тензорная поляризация различных рангов.

Экспериментальные дифференциальные сечения и ориентационные характеристики сопоставлены с теоретическими, рассчитанными в предположении механизмов срыва нейтрона (код FRESKO [14]) и составного ядра (код TALYS [15]).

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент выполнен на циклотроне У-120 НИИЯФ МГУ с дейтронами, ускоренными до энергии 15.3 МэВ. Энергетический разброс пучка составлял около 160 кэВ. В качестве мишени использовалась самоподдерживающаяся углеродная пленка толщиной 0.55 мг см^{-2} с обогащенным (до 80%) изотопом ^{13}C .

¹⁾ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия.

²⁾ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

³⁾ Евразийский национальный университет имени Л. Н. Гумилева, Нур-Султан, Казахстан.

*E-mail: galan_lidiya@mail.ru

Дифференциальные сечения и функции угловых p - γ -корреляций для $^{13}\text{C}(d, p_3\gamma_{6.73})^{14}\text{C}$ измерены для углов θ_p вылета протонов, равных $20^\circ, 30^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 120^\circ$ и 140° (лаб.), а для $^{13}\text{C}(d, p_1\gamma_{6.09})^{14}\text{C}$ — $\theta_p = 30^\circ$ (лаб.). Протоны — продукты реакций — регистрировались тремя кремниевыми полупроводниковыми детекторами типа ДКД с толщиной чувствительной области около 1800 мкм, расположенными внутри камеры рассеяния на расстоянии 75 мм от мишени на поворотном столике. Детекторы имели угловое разрешение 2.5° . Для измерения двойных дифференциальных сечений вне плоскости реакции изменялся угол наклона φ_γ этого столика относительно горизонтальной плоскости.

γ -Кванты регистрировались в интервале θ_γ от 20 до 150° при 5–9 значениях угла θ_γ в каждой плоскости φ_γ четырьмя сцинтилляционными детекторами БДЭГ-23 с кристаллами NaI(Tl) длиной и диаметром 63 мм, расположенными с фиксированным угловым интервалом $\Delta\theta_\gamma = 32.5^\circ$ на поворотной горизонтальной кольцевой платформе вне камеры рассеяния. Поворот платформы на этот угловой интервал позволял проводить повторные измерения при трех углах θ_γ и одновременно контролировать относительную эффективность γ -детекторов. Их угловое разрешение составляло 13° и поправки на него учитывались при обработке экспериментальных данных.

ФУК были измерены в четырех плоскостях φ_γ : в плоскости реакции ($\varphi_\gamma = 180^\circ$), в плоскости, перпендикулярной плоскости реакции ($\varphi_\gamma = 270^\circ$), и еще в двух плоскостях, составляющих с плоскостью реакции углы $\varphi_\gamma = 210^\circ$ и 240° . Отсчет угла φ_γ проводился от 180° , так как детекторы заряженных частиц и γ -квантов располагались с противоположных сторон камеры рассеяния. Более детальное описание экспериментальной установки и измерительно-вычислительного комплекса дано в [16].

Восстановление спин-тензоров $\rho_{k\kappa}(\theta_p)$ четного ранга k матрицы плотности конечного ядра из ФУК (двойных дифференциальных сечений $W(\theta_p; \theta_\gamma, \varphi_\gamma)$) состоит [17] в решении системы линейных уравнений относительно компонент спин-тензоров $A_{k\kappa}(\theta_p)$:

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

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

где тензоры $A_{k\kappa}(\theta_p)$ в случае несмешанных электромагнитных переходов мультипольности L связаны со спин-тензорами матрицы плотности $\rho_{k\kappa}(\theta_p)$ соотношениями:

$$A_{k\kappa}(\theta_p) = \sqrt{2L+1} (-1)^{L+1} \times \quad (2)$$

$$\times \langle L 1 L - 1 | k 0 \rangle \rho_{k\kappa}(\theta_p).$$

Компоненты $A_{k\kappa}(\theta_p)$ в использованной системе координат (СК) действительны и $A_{k\kappa}(\theta_p) = (-1)^\kappa A_{k-\kappa}(\theta_p)$, при этом $A_{00}(\theta_p) = \rho_{00}(\theta_p) \equiv d\sigma/d\Omega(\theta_p)$. Значения ранга k тензоров $A_{k\kappa}(\theta_p)$ определяются величиной спина состояния J и мультипольностью γ -перехода L , а значения его проекции κ меняются от $-k$ до k . В (1) $Y_{k\kappa}^*(\theta_\gamma, \varphi_\gamma)$ — сопряженные сферические функции углов θ_γ и φ_γ вылета γ -кванта в сферической СК с осью Z , направленной вдоль импульса падающих частиц и плоскостью (X, Z) , совпадающей с плоскостью реакции (“экспериментальной” СК).

Максимальный ранг k спин-тензоров матрицы плотности для состояния со спином $J = 3^-$ равен 6, а число независимых компонент спин-тензоров четного ранга $A_{k\kappa}(\theta_p)$ составляет 16 [17]. Соответственно число независимых измерений ФУК не должно быть меньшим, причем эти измерения должны быть выполнены не менее чем в четырех плоскостях относительно плоскости реакции [17]. Поэтому измерение ФУК выполнено для четырех значений φ_γ и пяти–девяти значений θ_γ .

Измерения для переходов на уровни 1^- и 3^- проводились одновременно, однако в первом случае мультипольность $L = 1$ и $k_{\max} = 2$, что соответствует четырем независимым компонентам $A_{k\kappa}(\theta_p)$.

Найденные на основе экспериментальных ФУК компоненты спин-тензоров $\rho_{k\kappa}(\theta_p)$ позволяют определить различные ориентационные характеристики выстроенного ядра $^{14}\text{C}(3^-)$.

Это относится, во-первых, к диагональным элементам матрицы плотности — заселенностям подсостояний уровня 3^- ядра ^{14}C , что эквивалентно определению ориентации его спина J . Заселенности $P_{\pm M}(J, \theta_p)$ определяются отношением диагональных элементов матрицы плотности к $\rho_{00}(\theta_p)$ 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 $D_{\kappa 0}^k(\pi/2, \pi/2, \pi/2)$:

$$P_{\pm M}(J, \theta_p) = \frac{1}{\sqrt{(2J+1)}} \frac{1}{\rho_{00}(\theta_p)} \times \quad (3)$$

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

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

Во-вторых, восстановленные $\rho_{k\kappa}(\theta_p)$ дают также возможность получить тензоры ориентации $t_{k\kappa}(\theta_p)$ мультипольных моментов четного ранга k ,

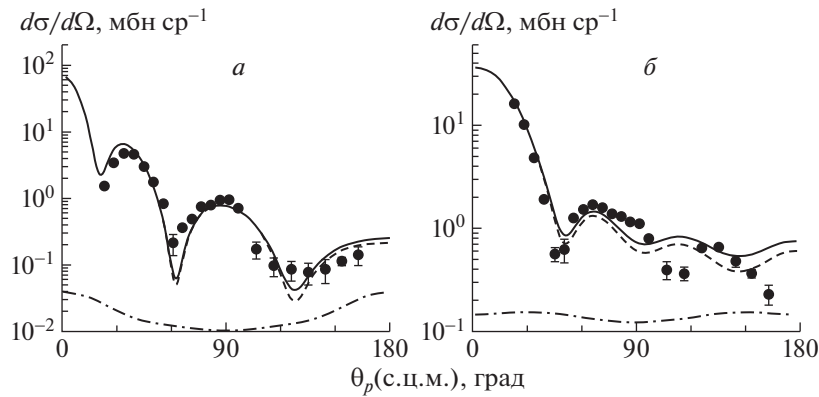


Рис. 1. Угловые распределения протонов из реакции $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}$ с образованием конечного ядра в состояниях 1^- (а) и 3^- (б). Точки — экспериментальные сечения. Расчетные кривые (их обозначения повторены на рис. 2, 4–6): штриховая — вклад механизма срыва нейтрона (расчет по FRESKO), штрихпунктирная — вклад механизма составного ядра (расчет по TALYS), сплошная кривая — суммарный вклад обоих механизмов.

определяемые в СК, ось Z которой совпадает с осью симметрии ядра и направлена по импульсу ядра-отдачи:

$$t_{k\kappa}(\theta_p) = \frac{1}{\sqrt{(2k+1)(2J_B+1)}} \frac{\rho_{k\kappa}(\theta_p)}{\rho_{00}(\theta_p)}. \quad (4)$$

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

В-третьих, на базе матрицы плотности можно восстановить важную физическую характеристику выстроенного ядра — его тензорную поляризацию $T_{k\kappa}(\theta_p)$ [18, 19]. Компоненты тензорной поляризации характеризуют несимметричность ориентации его спина относительно оси, перпендикулярной к плоскости реакции. Величины $T_{k\kappa}(\theta_p)$ ранга k определены в СК с осью Z , перпендикулярной плоскости реакции, и осью X , направленной по падающему пучку. Переход в эту СК из “экспериментальной” осуществляется тремя 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 $\rho_{k\kappa}(\theta_p)$ выражением [20]

$$T_{k\kappa}(\theta_p) = \sum_{\pm\kappa'} N \frac{\rho_{k\kappa'}(\theta_p)}{\rho_{00}(\theta_p)} D_{\kappa'\kappa}^k(\pi/2, \pi/2, \pi), \quad (5)$$

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

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Угловые зависимости дифференциальных сечений реакций $^{13}\text{C}(d, p_1)^{14}\text{C}(1^-, 6.09 \text{ МэВ})$ и

$^{13}\text{C}(d, p_3)^{14}\text{C}(3^-, 6.73 \text{ МэВ})$, измеренные в области углов вылета протонов $\theta_p = 21\text{--}161^\circ$ (лаб.), приведены на рис. 1. Они имеют форму, характерную для прямого механизма реакции — осцилляции сечения со спадом при росте угла вылета протонов. Такая форма сохраняется и при других энергиях налетающих дейтронов (см., например, [12, 21]).

На рис. 2 показана часть измеренных ФУК $W(\theta_p; \theta_\gamma, \varphi_\gamma)$ в реакции $^{13}\text{C}(d, p_3 \gamma_{6.73})^{14}\text{C}$. Их 16-параметрическая подгонка (1) методом наименьших квадратов обозначена на этом рисунке коротким штрихом. Средняя величина χ^2 составила 30 при числе степеней свободы 35, а среднее значение уровня достоверности — 0.7. Статистическая погрешность двойных дифференциальных сечений в среднем не превысила 23%. Значительные погрешности при больших углах вылета протона связаны с сильным падением дифференциального сечения. Форма полученных ФУК в целом демонстрирует анизотропию и осцилляции, причем ФУК для $\varphi_\gamma = 270^\circ$ практически симметрична относительно $\theta_\gamma = 90^\circ$.

ФУК в реакции $^{13}\text{C}(d, p_1 \gamma_{6.09})^{14}\text{C}$ во всех плоскостях оказалась близкой к изотропной (рис. 3). При подгонке по (1) отношение $A_{00}(\theta_p)$ к компонентам $A_{k\kappa}(\theta_p)$ с $k = 2$ составило ~ 100 . Аналогичную изотропную корреляцию (в пределах статистических ошибок) наблюдали для этой реакции в [12] при $E_d = 3.7 \text{ МэВ}$ ($\theta_p = 20^\circ$). Такая изотропность указывает на определяющую роль механизма срыва нейтрона с нулевым переданным орбитальным моментом. Сходная ситуация отмечалась и в [21] при $E_d = 6 \text{ МэВ}$ ($\theta_p = 22^\circ$ и 65°).

На рис. 4 приведены угловые зависимости заселенностей подуровней $P_{\pm M}(J, \theta_p)$ ядра $^{14}\text{C}(3^-$,

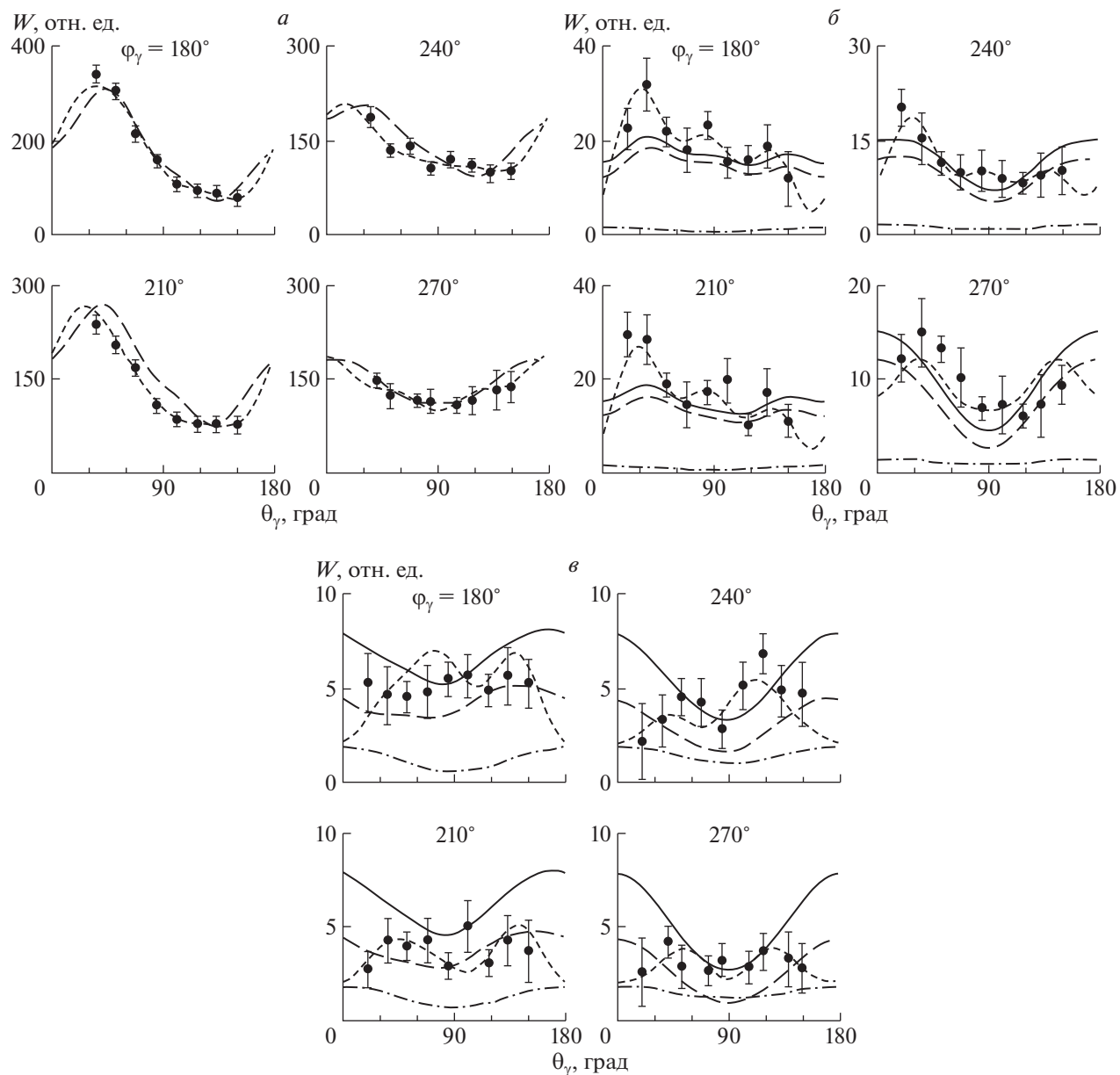


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные функции угловой корреляции в реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma_{6.73})^{14}\text{C}$ для различных углов θ_p ($a - 20^\circ$, $b - 60^\circ$, $c - 140^\circ$) в четырех плоскостях φ_γ регистрации γ -квантов. Короткий штрих — 16-параметрическая подгонка по (1).

6.73 МэВ) для различных проекций спина M . Эти зависимости неизотропны и заметно осциллируют.

Угловые зависимости некоторых компонент восстановленных тензоров ориентации мультипольных моментов $t_{k\kappa}(\theta_p)$ $^{14}\text{C}(3^-; 6.73 \text{ МэВ})$ приведены на рис. 5. Отметим, что $t_{k\kappa}(\theta_p)$ знакопеременны, причем компоненты $t_{2\kappa}(\theta_p)$ ориентации квадрупольного момента в основном отрицательны.

Тензоры и квадрупольной, и гексадекапольной поляризации также имеют нерегулярные знакопеременные осцилляции в зависимости от θ_p (рис. 6),

при этом компонента $T_{20}(\theta_p)$ имеет только отрицательные значения.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные в настоящей работе экспериментальные характеристики проанализированы в предположении механизма срыва нейтрона в рамках метода связанных каналов (МСК) (код FRESKO) и модели составного ядра (СЯ) в ее статистическом пределе (код TALYS).

В расчетах по МСК для ядра ^{14}C учтены связи каналов $0^+ \leftrightarrow 1^- (E1)$ и $0^+ \leftrightarrow 3^- (E3)$. Необходи-

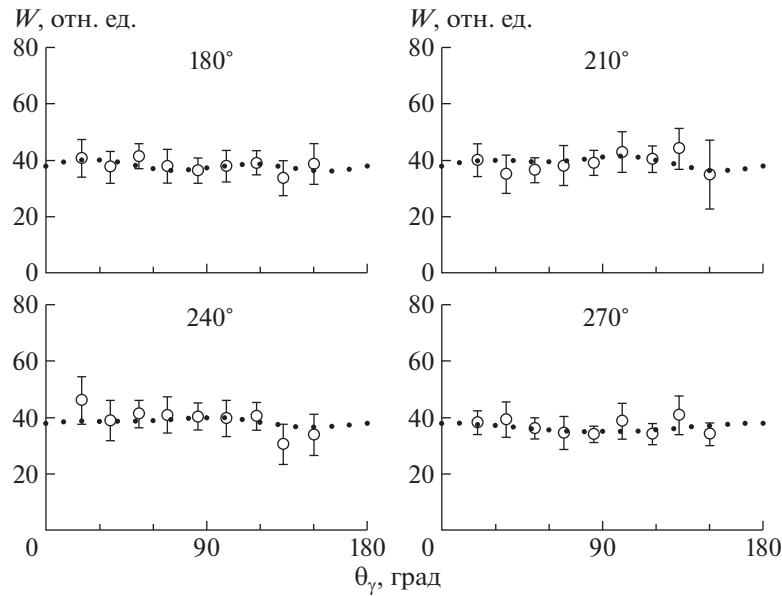


Рис. 3. Функции угловой корреляции в реакции $^{13}\text{C}(d, p \gamma_{6.09})^{14}\text{C}$ для угла $\theta_p = 30^\circ$ в четырех плоскостях φ_γ регистрации γ -квантов. Кружки — эксперимент, точечные кривые — 4-параметрическая подгонка по (1).

мые для расчетов спектроскопические амплитуды (СА) нейтронов для ядра ^{14}C рассчитаны нами

ранее в оболочечной модели для смешанных конфигураций $p^{-1}(2s - 1d)$ и приведены в [11].

Входными параметрами расчетов, помимо СА, являются параметры оптических потенциалов (ОП) для входного и выходного каналов реакции. Наилучшее описание экспериментальных зависимостей получено с использованием во входном канале незначительно скорректированного глобального дейтронного потенциала [22]. В протонном канале в расчетах использован глобальный ОП [23]. Поскольку энергия возбуждения состояния 3^- ядра ^{14}C достаточно велика, она принималась во внимание при расчете параметров этого ОП. Конкретные значения параметров ОП, использованные в расчетах по МСК, приведены в табл. 1.

Роль механизма СЯ была оценена с помощью программного пакета TALYS. Модель СЯ реализована в коде TALYS последовательно в нескольких вариантах и может быть использована для оценки вклада этого механизма и расчета углового распределения частиц по формуле Блата—Биденхарна в приближении некоррелированных фаз. Для расчета компонент спин-тензоров матрицы плотности ядра в код были внесены необходимые дополнения. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega(\theta_p) = A_{00}(\theta_p)$ незначительно отличаются от угловых распределений протонов в приближении некоррелированных фаз на малых и больших углах.

При расчете вклада СЯ параметры ОП во входном канале соответствовали таблице. Учитывались все энергетически открытые каналы распада составного ядра с вылетом p , n , d , t и α . В конкурирующих каналах в расчетах использован глобаль-

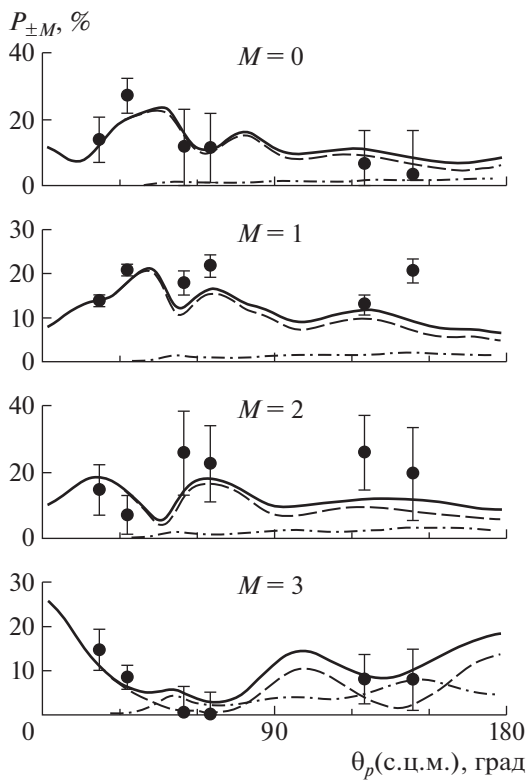


Рис. 4. Сопоставление экспериментальных (точки) и расчетных угловых зависимостей заселенностей $P_{\pm M}(\theta_p)$ магнитных подсостояний ядра $^{14}\text{C}(3^-, 6.73 \text{ МэВ})$ для четырех проекций M спина этого ядра.

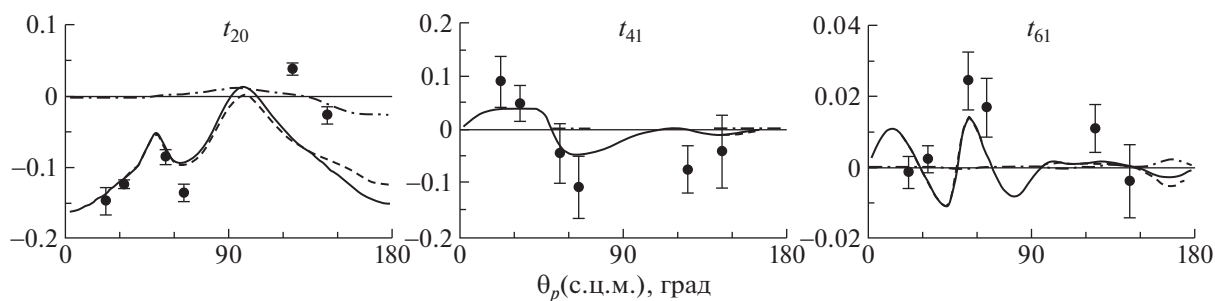


Рис. 5. Угловые зависимости компонент $t_{k\kappa}(\theta_p)$ тензоров ориентации мультипольных моментов (отн. ед.).

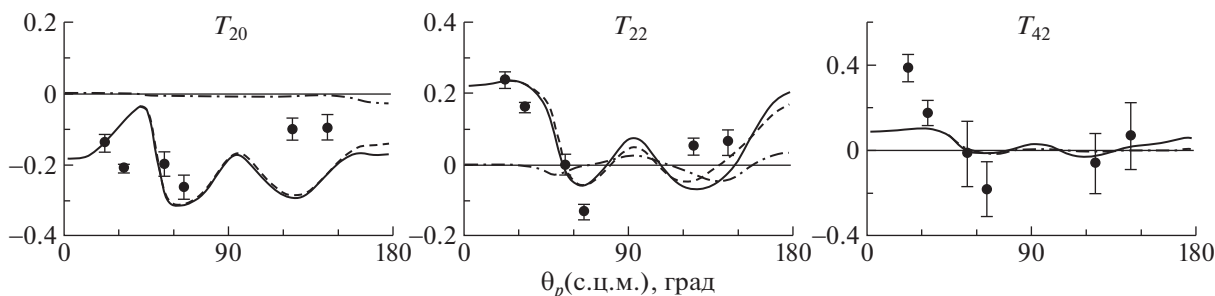


Рис. 6. Угловые зависимости компонент $T_{k\kappa}(\theta_p)$ квадрупольной и гексадекапольной поляризации ядра $^{14}\text{C}(3^-)$ (отн. ед.).

Таблица 1. Параметры оптических потенциалов в форме Вудса–Саксона, использованные в расчете

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
$d + ^{13}\text{C}$	80.15	1.17	0.81	—	—	—	16.41	1.56	0.57	3.70	1.23	0.81	1.70
$p + ^{14}\text{C}(0^+)$	51.85	1.17	0.75	1.82	1.17	0.75	8.4	1.32	0.61	6.25	1.01	0.75	1.4
$p + ^{14}\text{C}(1^-)$	53.93	1.17	0.75	0.39	1.17	0.75	10.0	1.32	0.61	6.25	1.01	0.75	1.4
$p + ^{14}\text{C}(3^-)$	54.15	1.17	0.75	0.24	1.17	0.75	10.2	1.32	0.61	6.25	1.01	0.75	1.4

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

ный ОП. Для плотности уровней в непрерывном спектре использовалась модель Ферми-газа. Параметры определялись на основе базы данных по параметрам ядерной структуры и ядерного взаимодействия RIPL-3 [24], на которую опирается код TALYS.

Сравнение экспериментальных и расчетных УР протонов в реакции $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}$ для нижних возбужденных 1^- - и 3^- -состояний ^{14}C показано на рис. 1. Как видно из рисунка, механизм срыва нейтрона вносит основной вклад в УР протонов для обоих возбужденных состояний ядра ^{14}C . При $\theta_p > 115^\circ$ для состояния 3^- наблюдается некоторое расхождение экспериментальных и расчетных сечений, которое не удалось устранить выбором параметров ОП. В то же время возбуждение со-

стояния 1^- оказалось малочувствительным к вариации этих параметров, что связано, по-видимому, с единственным нулевым значением переданного орбитального момента.

Расчетные и экспериментальные ФУК реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma_{6.73})^{14}\text{C}$ (рис. 2) удовлетворительно согласуются при всех θ_p , кроме $\theta_p = 140^\circ$.

Экспериментальные заселенности $P_{\pm M}(\theta_p)$ ядра $^{14}\text{C}(3^-)$ для различных проекций M достаточно хорошо согласуются с рассчитанными для всех значений проекций (рис. 4) и определяются, в основном, механизмом срыва нейтрона, хотя при больших углах вылета протонов замечен вклад механизма СЯ, сравнимого с вкладом механизма срыва.

Согласие экспериментальных и расчетных компонент тензоров ориентации мультипольных мо-

ментов $t_{k\kappa}(\theta_p)$ (рис. 5) и тензорной поляризации $T_{k\kappa}(\theta_p)$ (рис. 6) ядра $^{14}\text{C}(3^-)$ можно оценивать скорее как качественное. Отметим, что согласие компонент ранга $k = 2$ несколько лучше, чем тензоров более высоких рангов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использованная методика исследования реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma)^{14}\text{C}$ позволила впервые полностью восстановить все четные по рангу k компоненты спин-тензоров матрицы плотности конечного ядра ^{14}C в состоянии 3^- (6.73 МэВ). На их базе без проведения дополнительных экспериментов впервые получены ориентационные характеристики этого ядра, что существенно расширяет подлежащий теоретическому анализу объем экспериментальной информации.

Измеренные при $E_d = 15.3$ МэВ угловые $p\text{-}\gamma$ -корреляции в реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma)^{14}\text{C}$ с образованием нижних возбужденных 1^- - и 3^- -состояний конечного ядра ^{14}C сопоставлены с расчетными для механизма срыва нейтрона в МСК и в статистическом пределе модели СЯ. Параметры, определяющие потенциалы взаимодействия во входном и выходном каналах реакции и связь различных каналов в МСК, выбирались на основе глобальных ОП и экспериментальных вероятностей электромагнитных переходов $B(E_\lambda; J \rightarrow J')$ между уровнями.

Близкие к изотропным ФУК в реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma_{6.09})^{14}\text{C}(1^-)$, так же как и хорошее описание угловой зависимости дифференциального сечения, свидетельствуют об определяющей роли в этой реакции механизма срыва нейтрона с нулевым переданным орбитальным моментом.

Использованный модельный подход позволил получить в удовлетворительном согласии с экспериментом как дифференциальные сечения реакции $^{13}\text{C}(d, p_3)^{14}\text{C}$ в передней полусфере углов вылета протонов, так и большую часть ориентационных характеристик ядра $^{14}\text{C}(3^-)$. Наличие расхождений эксперимента и расчета на больших углах вылета протонов для отдельных компонент корреляционных характеристик свидетельствует о влиянии механизмов реакции более сложных, чем использованные.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- J. Li, Y. L. Ye, Z. H. Li, C. J. Lin, Q. T. Li, Y. C. Ge, J. L. Lou, Z. Y. Tian, W. Jiang, Z. H. Yang, J. Feng, P. J. Li, J. Chen, Q. Liu, H. L. Zang, B. Yang, *et al.*, Phys. Rev. C **95**, 021303(R) (2017).
- T. Baba and M. Kimura, Phys. Rev. C **94**, 044303 (2016).
- S. Bedoor, A. H. Wuosmaa, M. Albers, M. Alcorta, Sergio Almaraz-Calderon, B. B. Back, P. F. Bertone, C. M. Deibel, C. R. Hoffman, J. C. Lighthall, S. T. Marley, D. G. Mcneel, R. C. Pardo, K. E. Rehm, J. P. Schiffer, and D. V. Shetty, Phys. Rev. C **93**, 044323 (2016).
- Y. Yoshida and Y. Kanada-En'yo, Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 123D04 (2016).
- H. T. Fortune, Phys. Rev. C **94**, 024345 (2016).
- W. von Oertzen, H. G. Bohlen, M. Milin, Tz. Kokalova, S. Thummerer, A. Tumino, R. Kalpakchieva, T. N. Massey, Y. Eisermann, G. Graw, T. Faestermann, R. Hertenberger, and H.-F. Wirth, Eur. Phys. J. A **21**, 193 (2004).
- <https://www.nndc.bnl.gov/nsr/>
- K. Datta, G. P. A. Berg, and P. A. Quin, Nucl. Phys. A **312**, 1 (1978).
- J. N. McGruer, E. K. Warburton, and R. S. Bender, Phys. Rev. **100**, 235 (1955).
- R. J. Peterson, H. C. Bhang, Jr., J. Hamill, and T. G. Masterson, Nucl. Phys. A **425**, 469 (1984).
- Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, ЯФ **81**, 174 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 176 (2018)].
- J. M. Lacambra, D. R. Tilley, N. R. Roberson, and R. M. Williamson, Nucl. Phys. **68**, 273 (1965).
- A. A. Naqvi, M. M. Nagadi, S. Kidwai, and K.-ur-Rehman, Phys. Rev. C **65**, 054615 (2002); M. M. Nagadi, A. A. Naqvi, S. Kidwai, M. A. Al-Ohali, and F. Z. Khiari, Aust. J. Phys. **51**, 913 (1998); D. Graeme and Putt, Nucl. Phys. A **161**, 547 (1971).
- I. J. Thompson, Comp. Phys. Rep. **7**, 167 (1988); <http://www.fresko.org.uk/>
- A. J. Koning, S. Hilaire, and M. C. Duijvestijn, AIP Conf. Proc. **769**, 1154 (2005); https://tendl.web.psi.ch/tendl_2019/talys.html
- Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, А. В. Спасский, Научное издание технологий **4** (1), 19 (2003).
- 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, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, Известия 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)].
- Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, ЯФ **63**, 1881 (2000) [Phys. At. Nucl. **63**, 1792 (2000)].
- J. C. Lisle, J. O. Newton, W. R. Phillips, and F. H. Read, Nucl. Phys. **47**, 56 (1963).
- Y. Han, Y. Shi, and Q. Shen, Phys. Rev. C **74**, 044615 (2006).
- F. D. Becchetti, Jr. and G. W. Greenlees, Phys. Rev. **182**, 1190 (1969).
- <https://www-nds.iaea.org/RIPL-3/>

**ORIENTATION CHARACTERISTICS OF $^{14}\text{C}(3^-; 6.73 \text{ MeV})$ NUCLEUS
IN $^{13}\text{C}(d, p\gamma)^{14}\text{C}$ REACTION**

**L. I. Galanina¹⁾, N. S. Zelenskaya¹⁾, V. M. Lebedev¹⁾, N. V. Orlova¹⁾, A. V. Spassky¹⁾,
I. S. Tiurin²⁾, A. G. Alibaeva³⁾**

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

²⁾Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Russia

³⁾L. N. Gumilyov Eurasian National University, Nur-Sultan, Republic of Kazakhstan

The angular p - γ -correlation functions for the reactions $^{13}\text{C}(d, p_3\gamma_{6.73})^{14}\text{C}$ and $^{13}\text{C}(d, p_1\gamma_{6.09})^{14}\text{C}$ were measured at the cyclotron of SINP MSU at 15.3 MeV deuteron energy. For nucleus $^{14}\text{C}(3^-, 6.73 \text{ MeV})$ all even components of the spin tensors of the density matrices were restored and its various orientation characteristics were restored for the first time. The experimental results are compared with calculated ones under the assumption of a neutron stripping mechanism and compound nucleus model.