

УДК 539.172

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ γ -КВАНТОВ В РЕАКЦИЯХ С ЛЕГКИМИ ЧАСТИЦАМИ НА ЯДРЕ ^{12}C , ОПРЕДЕЛЕННОЕ С ПОМОЩЬЮ ЧАСТИЦА– γ -КОРРЕЛЯЦИЙ

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

Поступила в редакцию 30.03.2025 г.; после доработки 30.03.2025 г.; принята к публикации 30.03.2025 г.

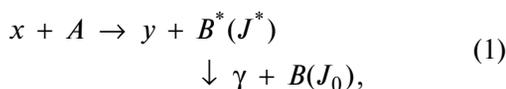
Функция угловой корреляции конечной частицы u и γ -кванта использована для анализа γ -излучения, снимающего возбуждение образованного в реакции ядра. Сравниваются экспериментальные и расчетные угловые распределения γ -излучения при девозбуждении ядра $^{12}\text{C}(2^+)$ в неупругом рассеянии дейтронов и нейтронов. В неупругом рассеянии дейтронов с энергией 15.3 МэВ анализ выполнен при использовании экспериментальных и расчетных значений спин-тензоров $A_{k0}(\theta_d)$ матрицы плотности ядра $^{12}\text{C}(2^+)$, определенных нами ранее. В неупругом рассеянии нейтронов с энергией 14.1 МэВ экспериментальное угловое распределение γ -квантов (коллаборация ТАНГРА) сопоставлено с рассчитанным на основе спин-тензоров $A_{k0}(\theta_n)$, определенных в методе связанных каналов. Нормированные УР γ -квантов в рассеянии как дейтронов, так и нейтронов согласуются с экспериментальными. Показано, что анизотропия γ -излучения в неупругом рассеянии нейтронов в ~ 1.5 раза превышает анизотропию в неупругом рассеянии дейтронов.

Ключевые слова: ядерные реакции, гамма-кванты, угловое распределение, матрица плотности, спин-тензоры

DOI: 10.31857/S0044002725030022, EDN: QFYLVF

1. ВВЕДЕНИЕ

Двухступенчатые процессы типа



в которых снятие возбуждения образованного в реакции ядра B^* происходит за счет γ -излучения, интенсивно исследуются экспериментально и теоретически с 60-х годов XX века [1–3]. Актуальность проблемы обусловлена научной и практической составляющей: полученные в исследованиях данные обеспечивают ценную информационную базу для понимания структуры ядра и механизмов ядерных реакций, поскольку непосредственно выявляют характеристики ядер в возбужденных состояниях. Знание интенсивности и анизотропии γ -излучения, сопровождающего взаимодействие легких частиц с ядрами, важно для прикладных задач, таких как проектирование ядерных устано-

вок, термоядерных реакторов, нейтронной терапии, геологии.

В работе [4] для исследования процессов (1) предложен метод, позволяющий в корреляционных экспериментах (при измерении функции угловой корреляции (ФУК) конечных частиц и γ -излучения в различных плоскостях относительно плоскости реакции) восстановить полный набор спин-тензоров матрицы плотности ядер. В работах [5, 6] этот метод реализован экспериментально, что позволило получить ориентационные характеристики большого числа легких ядер в возбужденных состояниях.

Развитие экспериментальной и вычислительной техники актуализировало задачи исследования процессов (1) для анализа на современном уровне (см., например, [7, 8]). В проекте ТАНГРА [7] в современной методике измеряются экспериментальные спектры γ -квантов, образующихся в реакциях под действием нейтронов, которые используются для элементного анализа облучаемого объекта. В работе [8] анализ полученных ранее данных по угловым распределениям (УР) γ -квантов в реакции $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}(2^+)$ выполнен с использованием современного R -матричного кода AZURE2 [9],

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

что дало возможность получить энергетическую зависимость коэффициентов в аппроксимации УР полиномами Лежандра.

В настоящей работе метод ФУК применяется для анализа УР γ -излучения. Экспериментальные и теоретические спин-тензоры ядра $^{12}\text{C}(2^+)$, полученные в работе [10] в неупругом рассеянии дейтронов при энергии 15.3 МэВ, используются для определения УР γ -излучения, снимающего возбуждение ядра, и степени его угловой анизотропии. Также в рамках метода ФУК проанализированы данные эксперимента ТАНГРА [11] по УР $E2$ γ -квантов в неупругом рассеянии нейтронов с энергией 14.1 МэВ на ^{12}C .

В следующем разделе кратко изложен формализм расчета частица– γ -квант ФУК с помощью спин-тензоров матрицы плотности конечного ядра B^* . Рассмотрены два экспериментальных сценария: регистрируется либо угловое распределение γ -излучения без регистрации частицы u , либо осуществляется полный корреляционный эксперимент с регистрацией и частицы u , и γ -излучения с энергией, соответствующей энергии возбуждения ядра B^* . В разд. 3 этот формализм реализован для анализа УР γ -излучения в неупругом рассеянии дейтронов [10] и нейтронов [11] на ^{12}C с энергией 15.3 и 14.1 МэВ соответственно при снятии возбуждения ядра $^{12}\text{C}(2^+)$ путем испускания $E2$ γ -кванта. Определены необходимые для расчетов модельные параметры и способы их получения. Сравниваются УР γ -излучения при снятии возбуждения ядра $^{12}\text{C}(2^+)$, образованного в обеих реакциях. В Заключение проводится краткое обсуждение полученных результатов.

2. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФУНКЦИИ УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ЧАСТИЦА– γ -КВАНТ

Формализм описания угловых корреляций в ядерных реакциях типа (1), основанный на использовании матрицы плотности ядра и ее неприводимых спин-тензоров, предложен в работе [2] и обобщен в [3]. Основные формулы, используемые в теории ФУК, приведем в соответствии с работой [5].

Для неполяризованных частиц x и A в начальном состоянии и при отсутствии регистрации поляризации частицы u в конечном спиновая матрица плотности $\rho_{J^*}(M^*, M'^*, \Omega_y)$ ядра $B^*(J^* M^*)$ имеет вид [5]

$$\rho_{J^*}(M^*, M'^*, \Omega_y) = \frac{1}{(2M_x + 1)(2M_A + 1)} \times \sum_{M_x, M_y, M_A} T_{M_x, M_y, M_A, M^*} \Omega_y \times T_{M_x, M_y, M_A, M'^*}^*(\Omega_y), \quad (2)$$

где $J_x, J_A, J_y, J^*, M_x, M_A, M_y, M^*$ — моменты ядер и их проекции, $T_{if, M_x M_A M_y M^*}^{J_x J_A J_y J^*}(\Omega_y)$ — оператор перехода системы из начального состояния в конечное.

Спин-тензоры $\rho_{kq}(\Omega_y)$ матрицы плотности определяются выражением

$$\rho_{kq}(\Omega_y) = \sqrt{(2J^* + 1)} \sum_{M_B^* M_B'^*} (-1)^{J^* - M'^*} \times \langle J^* M'^* J^* - M^* | kq \rangle \rho_{J^*}(M^*, M'^*, \Omega_y) \quad (3)$$

с условием нормировки $\rho_{kq}(\theta_y) \equiv d\sigma/d\Omega(\theta_y)$, где θ — полярный угол вылета частицы u .

Двойное дифференциальное сечение излучения частицы u в направлении Ω_y , а γ -кванта — Ω_γ назовем функцией угловой корреляции $W(\Omega_y, \Omega_\gamma)$. При 100%-ном снятии возбуждения по каналу $B^* \rightarrow B + \gamma$ она определяется как [5]

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_y d\Omega_\gamma} \equiv W(\Omega_y, \Omega_\gamma) = \sum_k \frac{1 + (-1)^k}{2} \sqrt{\frac{1}{4\pi(2k + 1)}} \times \sum_{q=-k}^k A_{kq}(\Omega_y) Y_{kq}^*(\Omega_\gamma), \quad (4)$$

$$Y_{kq}(\Omega_\gamma) = (-1)^q \left[\frac{(2k + 1)(k - q)!}{4\pi (k + q)!} \right]^{1/2} \times P_{kq}(\cos\theta_\gamma) \exp(iq\phi_\gamma),$$

где θ_γ и ϕ_γ — полярный и азимутальный углы вылета γ -кванта. В реакциях без регистрации поляризации конечных частиц в суммировании по k в (4) остаются слагаемые только с четными k ($0 \leq k \leq 2J^*$).

Связь между $A_{kq}(\theta_y)$ и статистическими тензорами $\rho_{kq}(\theta_y)$ ядра B^* , содержащими физическую информацию о его ориентационных характеристиках, определяется соотношением [2, 5]

$$A_{kq}(\theta_y) = \sqrt{(2L + 1)} \rho_{kq}(\theta_y) (-1)^{L+1} \times \langle L1L - 1 | k0 \rangle U(J^* k J_0 L : J^* L), \quad (5)$$

$$A_{00}(\theta_y) \equiv \rho_{00}(\theta_y) \equiv \frac{d\sigma(\theta_y)}{d\Omega},$$

где L — мультипольность γ -перехода.

Определение (4) является исходной базой для интерпретации результатов. Рассмотрим два случая

конкретного эксперимента: 1 — регистрация только γ -квантов и 2 — корреляционные эксперименты при одновременной регистрации вылетающей частицы и γ -кванта в наиболее полной кинематике.

Если направление вылета частицы u не регистрируется, то УР γ -излучения определяется усредненным по углам вылета частицы u спин-тензором $\langle \rho_{kq} \rangle$. При выборе оси Z вдоль пучка падающих частиц усреднение по азимутальному углу γ -излучения приводит к неравному нулю тензору $\langle \rho_{kq} \rangle$ только при $q = 0$.

В результате УР дифференциального сечения γ -квантов без совпадения с частицей u определяется как разложение по полиномам Лежандра:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\gamma} \equiv W(\theta_\gamma) = \sum_k \langle A_{k0} \rangle P_k(\cos\theta_\gamma), \quad (6)$$

$$\langle A_{k0} \rangle = \frac{1}{2} \int A_{k0}(\theta_\gamma) d\cos\theta_\gamma$$

с коэффициентами разложения, пропорциональными усредненным по углам вылета частицы u спин-тензорам $\langle \rho_{k0} \rangle$ матрицы плотности образованного в реакции ядра B^* .

Рассмотрим случай корреляционного эксперимента с регистрацией как вылетающей частицы u , так и γ -излучения с энергией, соответствующей энергии возбуждения ядра B^* .

В работах [4, 5] показано, что при правильном выборе геометрии эксперимента из измеренных экспериментальных значений ФУК возможно восстановить все четные компоненты спин-тензоров матрицы плотности ядра $B^*(J^*)$. Для этого необходимо измерение ФУК в нескольких плоскостях вылета γ -квантов, включая плоскость реакции, что эквивалентно практической реализации “полного опыта” в рамках 4 π -геометрии. Минимальное количество плоскостей n_{\min} измерения ФУК для состояний с целым J^* определяется выражением

$$n_{\min} \geq \frac{(J^* + 1)^2}{(2J^* - 1)}, \quad \text{а с полужелым } J^* -$$

$$n_{\min} \geq \frac{(J^* + 1/2)(J^* + 3/2)}{(2J^* - 1)}.$$

Восстановление компонентов $A_{kq}(\Omega_\gamma)$ из экспериментальных ФУК заключается в решении переопределенной системы линейных уравнений (4) относительно $A_{kq}(\Omega_\gamma)$. Измерение ФУК в нескольких плоскостях регистрации γ -квантов существенно повышает точность определения $A_{kq}(\Omega_\gamma)$. В случае образования четно-четного ядра B в состоянии 2^+ измеренные в трех плоскостях u - γ -корреляции позволяют восстановить все девять компонентов спин-тензоров матрицы плотности этого ядра.

Экспериментальные значения спин-тензоров матрицы плотности выстроенного ядра, восстановленные на основе ФУК, позволяют определить ориентационные характеристики ядра B^* , саму функцию угловой корреляции для любых θ_γ и ϕ_γ , а также УР γ -квантов (6).

Теоретический анализ полученных в эксперименте ФУК согласно (2) связан с расчетом оператора перехода $T_{if, M_x M_A M_y M^*}^{J_x J_A J_y J^*}(\theta_\gamma)$ системы из начального канала реакции в конечный. Задача определения оператора перехода в современной теории ядерных реакций не является однозначной. Результат зависит от энергии частиц, массы ядра-мишени и выбора конкретных механизмов реакции, от параметров оптических потенциалов (ОП), потенциалов связанных состояний, структурных множителей, параметров деформации. В силу неоднозначности выбора всех этих параметров на первом этапе расчетов желательно получить удовлетворительное описание дифференциального сечения реакции во всем угловом диапазоне вылета частицы u .

3. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ γ -КВАНТОВ В НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ЧАСТИЦ НА ЯДРЕ ^{12}C С ВОЗБУЖДЕНИЕМ СОСТОЯНИЯ 2^+ , 4.443 МэВ

Рассмотренный в предыдущем разделе метод определения спин-тензоров матрицы плотности возбужденного выстроенного ядра мы применили для анализа УР γ -квантов, снимающих возбуждение с ядра $^{12}\text{C}(2^+, 4.443 \text{ МэВ})$, образованного в двух реакциях. Во-первых, нами рассчитано УР γ -излучения в неупругом рассеянии дейтронов с энергией 15.3 МэВ $^{12}\text{C}(d, d')^{12}\text{C}(2^+) \xrightarrow{\gamma(E2)} ^{12}\text{C}(\text{g. s.})$ при использовании полученных нами ранее экспериментальных и расчетных спин-тензоров $A_{k0}(\theta_d)$ матрицы плотности ядра $^{12}\text{C}(2^+, 4.443 \text{ МэВ})$ [10]. Во-вторых, рассчитаны спин-тензоры ядра $^{12}\text{C}(2^+, 4.443 \text{ МэВ})$ в реакции $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(2^+) \xrightarrow{\gamma(E2)} ^{12}\text{C}(\text{g. s.})$ с энергией нейтронов 14.1 МэВ, а тем самым определено УР γ -излучения, экспериментально измеренное в эксперименте ТАНГРА [11].

3.1. УР γ -излучения в реакции $^{12}\text{C}(d, d')^{12}\text{C}(2^+) \xrightarrow{\gamma(E2)} ^{12}\text{C}(\text{g. s.})$

В работе [10] двойные дифференциальные сечения $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_d d\Omega_\gamma} \equiv W(\Omega_d, \Omega_\gamma)$ реакции $^{12}\text{C}(d, d' \gamma)^{12}\text{C}$ измерены нами для 24 углов рассеяния дейтронов θ_d в интервале от 22° до 160° (в л.с.к.) в каждой из трех плоскостей ϕ_γ регистрации

γ -квантов, включая плоскость реакции. Эти данные (уровень достоверности не хуже 0.2) позволили восстановить все компоненты четного ранга спин-тензоров $A_{k0}(\theta_d)$ матрицы плотности ядра $^{12}\text{C}(2^+, 4.443 \text{ МэВ})$, образованного в неупругом рассеянии дейтронов.

Восстановленные $A_{k0}(\theta_d)$ сравнивались с теоретическими аналогами в реакции $^{12}\text{C}(d, d'\gamma)^{12}\text{C}$, рассчитанными в предположении метода связанных каналов (МСК) в ядре ^{12}C и прямых механизмов срыва тяжелого кластера $^{10}\text{B}(J_c)$ с учетом всех разрешенных правилами отбора значений J_c и двухступенчатого механизма обмена нуклонами (рис. 1).

Сравнение экспериментальных и расчетных компонентов $A_{00}(\theta_d)$, $A_{20}(\theta_d)$ и $A_{40}(\theta_d)$, определяющих согласно (6) угловое распределение γ -квантов, показано на рис. 2а–в.

Как видно из рисунка, расчетные спин-тензоры $A_{k0}(\theta_d)$ ядра $^{12}\text{C}(2^+, 4.443 \text{ МэВ})$, образованного в неупругом рассеянии дейтронов на ядрах ^{12}C , во всем угловом диапазоне вылета дейтронов удовлетворительно согласуются с экспериментом при учете механизмов коллективного возбуждения в МСК и срыва тяжелого кластера ^{10}B . Первый из них вносит определяющий вклад в области малых углов θ_d , а второй — в области больших. При $\theta_d \leq 50^\circ$ замечен вклад процессов последовательной передачи нуклонов.

Проинтегрировав восстановленные $A_{k0}(\theta_d)$ по всем углам θ_d , получаем, согласно (6), УР γ -квантов, снимающих возбуждение ядра $^{12}\text{C}(2^+, 4.443 \text{ МэВ})$ путем $E2$ -излучения. Нормированное на интегральное сечение рассеяния $\langle A_{00} \rangle$ УР γ -квантов $\tilde{W}(\theta_\gamma)$ имеет вид

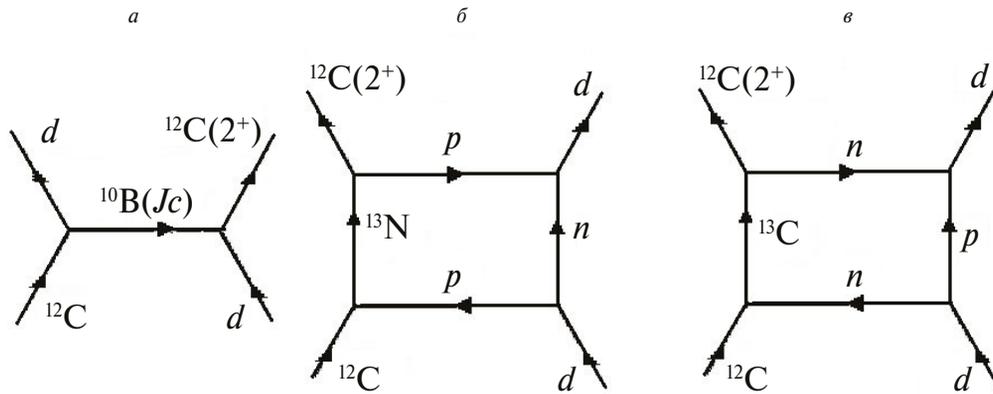


Рис. 1. Диаграммы, иллюстрирующие прямые механизмы срыва тяжелого кластера $^{10}\text{B}(J_c)$ (а) и независимой передачи нуклонов (б, в), учитываемые в работе [10].

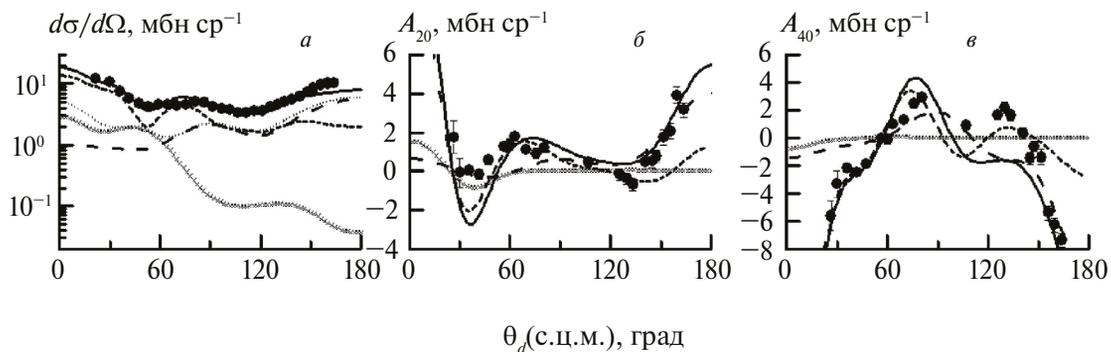


Рис. 2. УР компонентов $A_{k0}(\theta_d)$ спин-тензоров матрицы плотности ядра $^{12}\text{C}(2^+, 4.443 \text{ МэВ})$ в реакции $^{12}\text{C}(d, d'\gamma)^{12}\text{C}$ [10]. а — $A_{00} \equiv \frac{d\sigma}{d\Omega}$, б — A_{20} , в — A_{40} . Кружки — экспериментальные $A_{k0}(\theta_d)$. Кривые — расчет: длинный штрих — срыв тяжелой частицы, кресты — механизм независимой передачи нуклонов, точечная — сумма этих механизмов, короткий штрих — МСК, сплошная — сумма всех механизмов.

$$\tilde{W}(\theta_\gamma) = \frac{W(\theta_\gamma)}{\langle A_{00} \rangle} = 1 + a_2 P_2(\cos \theta_\gamma) + a_4 P_4(\cos \theta_\gamma),$$

$$a_k = \frac{\langle A_{k0} \rangle}{\langle A_{00} \rangle}, \quad \langle A_{k0} \rangle = \frac{1}{2} \int A_{k0}(\theta_d) d(\cos \theta_d), \quad (7)$$

$$\langle A_{00} \rangle = \sigma_y.$$

Нормированное УР γ -излучения $\tilde{W}(\theta_\gamma)$, определенное на основе полученных в работе [10] экспериментальных (восстановленных из ФУК) и расчетных спин-тензоров $A_{k0}(\theta_d)$, показано на рис. 3.

Как видно из рисунка, нормированное УР γ -квантов полностью совпадает с расчетным при выборе углового диапазона интегрирования рассеянных дейтронов, соответствующего экспериментальному. Это подтверждает адекватность выполненных расчетов и достоверность прогнозируемой формы УР полного вылета γ -квантов в неупругом рассеянии дейтронов с образованием ядра $^{12}\text{C}(2^+, 4.443 \text{ МэВ})$.

3.2. УР γ -излучения в реакции

$$^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(2^+) \xrightarrow{\gamma(E2)} ^{12}\text{C}(\text{g. s.})$$

Наибольшее количество экспериментальных спектров вторичных γ -квантов в неупругом рассеянии нейтронов относится к реакциям с энергией падающих нейтронов, близкой к 14 МэВ. Это объясняется доступностью и компактностью получе-

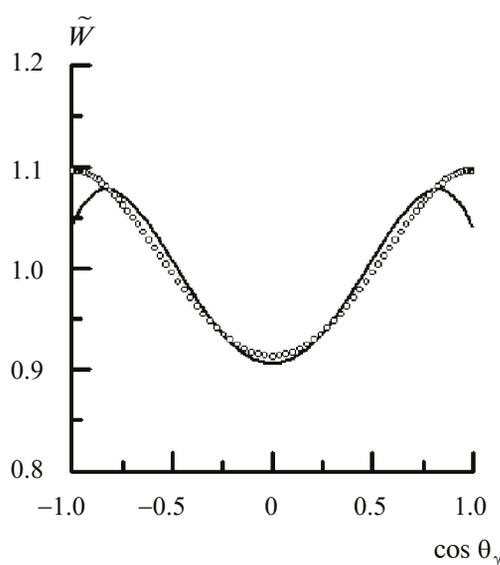


Рис. 3. Нормированное УР $E2$ γ -излучения в неупругом рассеянии дейтронов на ^{12}C . Кружки — экспериментальное УР, полученное из восстановленных значений спин-тензоров $A_{k0}(\theta_d)$. Кривая — расчетное УР с интегрированием в экспериментальном угловом диапазоне от 22° до 160° [10].

ния таких нейтронов в реакции слияния дейтерия и трития. Одним из современных экспериментальных методов по изучению ядерных реакций с быстрыми нейтронами является метод меченых нейтронов [7, 11, 12] в эксперименте ТАНГРА.

В работе [11] представлены экспериментальные данные ТАНГРА по УР $E2$ γ -квантов в неупругом рассеянии нейтронов с энергией 14.1 МэВ на ^{12}C . Экспериментальное УР γ -квантов аппроксимировано с помощью выражения (7) с коэффициентами a_k , нормированными на интегральное сечение рассеяния.

Проанализируем это УР в рамках рассмотренного в разд. 2 метода ФУК. Сопоставим экспериментальное УР γ -квантов с расчетным, определив теоретические значения спин-тензоров $A_{k0}(\theta_n)$ в неупругом рассеянии нейтронов.

На первом этапе теоретического анализа необходимо выбрать механизм рассеяния и соответствующие ему модельные параметры. Естественным критерием ввиду неоднозначности выбора будем рассматривать соответствие экспериментальных [12] и расчетных дифференциальных сечений в упругом и в неупругом рассеянии с возбуждением состояния 2^+ , 4.443 МэВ в ядре ^{12}C .

Расчет УР нейтронов проведен в МСК, реализованном в коде FRESKO [13]. Мы не использовали в своем анализе приближение ротационной модели для ядра ^{12}C , предполагая различную степень деформации ядра в основном и возбужденных состояниях. Следуя работе [14], мы рассматривали связи между тремя состояниями ядра-мишени ^{12}C : основным ($I = 0_1^+$) и двумя возбужденными ($I = 2^+$, $E = 4.443 \text{ МэВ}$, $I = 0_2^+$, $E = 7.654 \text{ МэВ}$).

Коэффициенты связи, обусловленные кулоновским взаимодействием, в электромагнитных переходах $0_1^+ \rightarrow 2^+$ и $0_2^+ \rightarrow 2^+$ оценены нами в соответствии с определением $\text{КС}_{\text{эм}} = \pm \sqrt{(2I+1)B(E\lambda; I \rightarrow I')}$ [13] на основе известных экспериментальных вероятностей $B(E\lambda; I \rightarrow I')$ электромагнитных переходов [15]:

$$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 39.7 e^2 \text{ Фм}^4,$$

$$B(E\lambda; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) = 13.0 e^2 \text{ Фм}^4.$$

Параметр реориентации рассчитывался на основе экспериментального квадрупольного момента $Q_2 = 0.06 e \text{ Фм}^2$, $\text{КС}_Q(I \rightarrow I) = \frac{Q_2}{\langle \Pi 20 | \Pi \rangle} \times \sqrt{\frac{5(2I+1)}{16\pi}}$.

Коэффициенты связи $\text{КС}_{\text{яд}}$, обусловленные ядерным взаимодействием, определены из наилучшего согласия расчетных сечений с экспериментальными. При этом для оценки их стартовых зна-

чений использовали соотношение, связывающее $КС_{\text{яд}}$ с кулоновскими в ротационной коллективной модели $M(E_2) = \frac{3Z\beta_2 R^2}{4\pi}$ (R — радиус сферы, имеющей такой же объем, что и деформированное ядро).

Используемые в расчетах параметры связи представлены в табл. 1, а параметры ОП, полученные при использовании в качестве стартовых значений аналоги глобального ОП [16], — в табл. 2.

На рис. 4 показаны рассчитанные с помощью кода FRESKO [13] с указанными выше значениями параметров дифференциальные сечения рассеяния нейтронов в упругом и неупругом (с возбуждением состояния 2^+ , 4.443 МэВ в ядре ^{12}C) каналах рассеяния в сравнении с экспериментом [12]. Как видно из рисунка, для неупругого канала расчи-

танное сечение описывает экспериментальное во всем интервале углов вылета нейтронов.

С этим же набором параметров с помощью кода FRESKO [13] рассчитаны компоненты $A_{k0}(\theta_n)$ ($k = 2, 4$) спин-тензоров матрицы плотности ядра $^{12}\text{C}(2^+, 4.443 \text{ МэВ})$, образованного в неупругом рассеянии нейтронов. УР γ -квантов с энергией 4.443 МэВ, снимающих возбуждение ядра ^{12}C , получено в соответствии с (7) интегрированием спин-тензоров $A_{k0}(n)$ по всему угловому диапазону вылета рассеянных нейтронов. На рис. 5 расчетное нормированное УР γ -квантов представлено сплошной кривой вместе с экспериментальным УР [11].

Как видно из рисунка, рассчитанное нами нормированное УР γ -излучения хорошо описывает экспериментальное. На этом же рисунке для сравнения приведено расчетное УР γ -излучения для

Таблица 1. Параметры связи между уровнями ядра ^{12}C

Связи	$КС_{\text{эм}}$	$КС_{\text{яд}}$	$КС_{\text{яд рот}}$
$0_1^+ \rightarrow 2^+$	6.3	2.7	1.78
$2^+ \rightarrow 0_2^+$	3.6	1.0	1.02
$2^+ \rightarrow 2^+$	0.08	1.9	0.02

Таблица 2. Параметры ОП в канале $n + ^{12}\text{C}$

Канал	V , МэВ	r_v , ФМ	a_v , ФМ	W_D , МэВ	r_w , ФМ	a_w , ФМ	W_{SO} , МэВ	r_{SO} , ФМ	a_{SO} , ФМ
$n + ^{12}\text{C}$	52.10	1.02	0.5	7.03	1.20	0.46	5.5	1.01	0.60

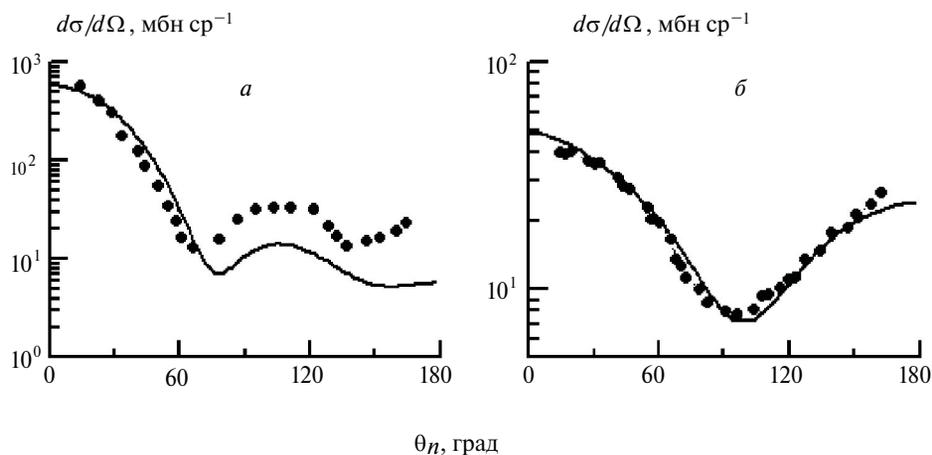


Рис. 4. Экспериментальные УР (точки) дифференциальных сечений упругого (а) и неупругого (б) рассеяния нейтронов с $E = 14.1$ МэВ на ^{12}C [12] в сопоставлении с расчетными (кривые).

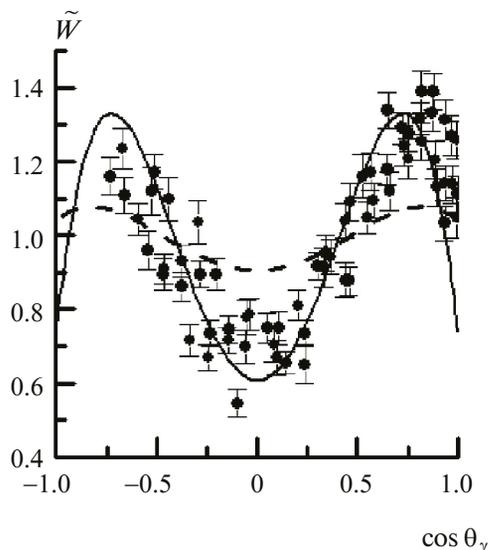


Рис. 5. Нормированное УР γ -излучения, снимающего возбуждение ядра $^{12}\text{C}(2^+, 4.443 \text{ МэВ})$, образованного в неупругом рассеянии нейтронов. Точки — данные эксперимента ТАНГРА [11], сплошная кривая — расчет (настоящая работа). Штриховая кривая — УР γ -излучения в неупругом рассеянии дейтронов на ^{12}C из рис. 3.

реакции $^{12}\text{C}(d, d')^{12}\text{C}(2^+) \xrightarrow{\gamma(E2)} ^{12}\text{C}(\text{g. s.})$ (см. рис. 3).

Расчитанные УР γ -излучения определяют его анизотропию AS , определенную как

$$AS = \frac{\tilde{W}_{\max}(\theta_\gamma) - \tilde{W}_{\min}(\theta_\gamma)}{1/2(\tilde{W}_{\max}(\theta_\gamma) + \tilde{W}_{\min}(\theta_\gamma))}. \quad (8)$$

Из рис. 5 видно, что AS γ -излучения в неупругом рассеянии нейтронов в ~ 1.5 раза превышает AS γ -излучения в неупругом рассеянии дейтронов. Такое различие может быть связано с тем, что в рассеянии нейтронов их энергия в 2 раза превышает энергию дейтронов, пересчитанную на нуклон.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлено применение метода ФУК конечных частиц u и γ -квантов для определения УР γ -излучения, снимающего возбуждение ядра-продукта ядерной реакции $A(x, \gamma)B$. Показано, что эти УР определяются спин-тензорами $\langle A_{k0}(\theta_\gamma) \rangle$ матрицы плотности ядра B^* , усредненными по всем углам вылета частицы u .

УР γ -излучения в неупругом рассеянии дейтронов с энергией 15.3 МэВ получено на основе определенных нами ранее [10] экспериментальных и теоретических значений спин-тензоров ядра

$^{12}\text{C}(2^+)$. Полученное с помощью экспериментальных $\langle A_{k0}(\theta_\gamma) \rangle$ нормированное УР γ -квантов совпадает с расчетным при выборе углового диапазона интегрирования рассеянных дейтронов, соответствующего экспериментальному.

В реакции $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}(2^+) \xrightarrow{\gamma(E2)} ^{12}\text{C}(\text{g. s.})$ УР γ -излучения получено на основе спин-тензоров, рассчитанных в рамках МСК с помощью кода FRESKO. Коэффициенты связи каналов в ядре ^{12}C и параметры ОП определены из соответствия экспериментальных и расчетных дифференциальных сечений (спин-тензоров $A_{00}(\theta_n)$) упругого и неупругого рассеяния в рамках этого же метода. С этим набором параметров рассчитаны усредненные значения $\langle A_{k0}(\theta_n) \rangle$ с $k = 2, 4$. Нормированное УР γ -квантов согласуется с экспериментальным, определенным в работе [11].

Проанализирована анизотропия УР γ -излучения, испускаемого ядром $^{12}\text{C}(2^+, 4.443 \text{ МэВ})$ при переходе в основное состояние. Показано, что в неупругом рассеянии дейтронов анизотропия не превышает 30%. В неупругом рассеянии нейтронов анизотропия составляет $\sim 45\%$. Такое различие может быть связано с тем, что в рассеянии нейтронов их энергия в 2 раза превышает энергию дейтронов, пересчитанную на нуклон.

Подводя итоги, можно утверждать, что метод ФУК конечных частиц u и γ -квантов, снимающих возбуждение ядра, представляет уникальную возможность определения спин-тензоров матрицы плотности. На их основе может быть получена информация как об ориентационных характеристиках ядер, так и об угловой зависимости γ -излучения. Важно подчеркнуть, что этот вывод справедлив не только при усреднении по всем углам вылета конечной частицы, но и для любых углов ее вылета.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. W. J. McDonald, J. M. Robson, R. Malcolm, Nucl. Phys. **75**, 353 (1966).
2. H. J. Rose, D. M. Brink, Rev. Mod. Phys. **39**, 306 (1967).
3. F. Rybicki, T. Tamura, G. R. Satchler, Nucl. Phys. A **146**, 659 (1970).
4. N. S. Zelenskaya, I. V. Teplov, Nucl. Phys. A **406**, 306 (1983); [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(83\)90464-5](https://doi.org/10.1016/0375-9474(83)90464-5)
5. Н. С. Зеленская, И. В. Теплов, *Характеристики возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях* (Энергоатомиздат, Москва, 1995).
6. В. М. Лебедев, *Угловые частица-гамма-квант корреляции и характеристики выстроенных легких ядер*, Дисс. ... д-ра ф.-м. наук (Москва, 2013).

7. Ю. Н. Копач, М. Г. Сапожников, ЭЧАЯ **55**, 103 (2024) [Phys. Part. Nucl. **55**, 55 (2024)]; <https://doi.org/10.1134/S106377962401009X>
8. C. R. Brune, R. J. deVoery, Phys. Rev. C **102**, 024628 (2020); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.102.024628>
9. R. E. Azuma, E. Uberseder, E. C. Simpson, C. R. Brune, H. Costantini, R. J. de Boer, J. Görres, M. Heil, P. J. LeBlanc, C. Ugalde, M. Wiescher, Phys. Rev. C **81**, 045805 (2010); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.81.045805>
10. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, О. И. Сериков, А. В. Спасский, И. А. Конюхова, ЯФ **70**, 297 (2007) [Phys. At. Nucl. **70**, 273 (2007)]; <https://doi.org/10.1134/S1063778807020081>
11. Д. Н. Грозданов, Н. А. Федоров, В. М. Быстрицкий, Ю. Н. Копач, И. Н. Русков, В. Р. Ской, Т. Ю. Третьякова, Н. И. Замятин, Д. Ван, Ф. А. Алиев, К. Храмо, А. Ганди, А. Кумар, С. Дабылова, Е. П. Боголюбов, Ю. Н. Бармаков, ЯФ **81**, 548 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 588 (2018)]; <https://doi.org/10.1134/S0044002718050069>
12. И. Д. Дашков, Н. А. Федоров, Д. Н. Грозданов, Ю. Н. Копач, Т. Ю. Третьякова, И. Н. Русков, В. Р. Ской, А. Эрболот, Д. Бериков, Ю. Н. Бармаков, Е. П. Боголюбов, Д. И. Юрков, Изв. РАН. Сер. физ. **86**, 1081 (2022) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **86**, 893 (2022)]; <https://doi.org/10.31857/S0367676522080051>
13. I. J. Thompson, Comp. Phys. Rep. **7**, 167 (1988); [https://doi.org/10.1016/0167-7977\(88\)90005-6](https://doi.org/10.1016/0167-7977(88)90005-6)
14. J. P. Svenne, K. Amos, S. Karataglidis, D. van der Knijff, L. Canton, G. Pisent, Phys. Rev. C **73**, 027601 (2006); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.73.027601>
15. F. Ajenberg-Selove, Nucl. Phys. A **506**, 57 (1990).
16. A. J. Koning, J. P. Delaroche, Nucl. Phys. A **713**, 231 (2003).

ANGULAR DISTRIBUTION OF γ -QUANTA IN REACTIONS WITH LIGHT PARTICLES ON THE ^{12}C NUCLEUS, DETERMINED WITH THE HELP OF PARTICLE- γ -CORRELATIONS

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

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

The angular correlation function of a finite particle y and a γ -quantum is used to analyze the angular distribution of γ -radiation, which removes the excitation of the nucleus, formed in a nuclear reaction. The experimental and calculated angular distributions of γ -radiation during the deexcitation of the $^{12}\text{C}(2^+)$ nucleus in inelastic scattering of deuterons and neutrons are compared. In the inelastic scattering of deuterons with an energy of 15.3 MeV, the analysis was performed using the experimental and calculated values of the spin tensors $A_{k0}(\theta_d)$ of the $^{12}\text{C}(2^+)$ density matrix, determined by us earlier. In the inelastic scattering of neutrons with an energy of 14.1 MeV, the experimental angular distribution of γ -quanta (TANGRA collaboration) is compared with that calculated on the basis of spin tensors $A_{k0}(\theta_n)$ defined in the coupled-channel method. The normalized angular distributions of γ -quanta in the scattering of both deuterons and neutrons are consistent with the experimental ones. It is shown that the anisotropy of γ -radiation in inelastic neutron scattering is 1.5 times higher than the anisotropy in inelastic deuteron scattering.