

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ НЕЙТРОННОГО ГАЛО В РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ ДВУХ НЕЙТРОНОВ

Г. Е. Беловицкий,¹ В. П. Заварзина,¹ С. В. Зуев,¹ Е. С. Конобеевский,¹ А. В. Степанов,¹
Н. Г. Полухина,² Н. И. Старков,² С. М. Лукьянов,³ Ю. Г. Соболев³

¹Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

³ОИЯИ, Дубна, Россия

Предложен проект экспериментального исследования и теоретический анализ реакций передачи двух слабо связанных валентных нейтронов от гало ядра к ядру-мишени в области относительно низких энергий. В качестве первого объекта исследования рассмотрено ядро ${}^6\text{He}$. Измерение энергетического и углового распределений ядра-фрагмента (α -частицы) позволит получить информацию о распределении нейтронов гало в ядре-снаряде. Для изучения реакции передачи двух нейтронов ядру мишени предполагается использовать технику ядерных фотоэмульсий. В качестве ядер-мишеней могут быть использованы ядра элементов, входящих в состав фотоэмульсии (${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{79,81}\text{Br}$, ${}^{107,109}\text{Ag}$).

I. Одним из наиболее ярких результатов применения пучков радиоактивных ядер было открытие необычной структуры у легких ядер, удаленных от долины стабильности – нейтронного гало [1] (см. также обзорные работы [2, 3] и цитированную там литературу). Первое ядро с такой необычной конфигурацией, существование которого было экспериментально установлено – это ядро ${}^{11}\text{Li}$. Грубые черты структуры такого ядра: относительно жестко связанный (инертный) кор – ядро ${}^9\text{Li}$ и два валентных нейтрона, слабо связанных с этим кором. Среднеквадратичные радиусы $\bar{R}(n)$ распределения таких валентных нейтронов и $\bar{R}({}^{11}\text{Li})$ всего ядра ${}^{11}\text{Li}$ аномально велики и $\bar{R}({}^{11}\text{Li})$ не подчиняется закону $A^{1/3}$. Эти выводы следовали из анализа экспериментальных данных по полным сечениям реакций ${}^{11}\text{Li}$ с ядерными мишенями и из экспериментальных распределений по импульсу ядра-фрагмента ${}^9\text{Li}$, который образуется в результате развала ядра ${}^{11}\text{Li}$. Вопрос о более детальной структуре такого нейтронного гало и, в частности, вопрос о характере корреляций валентных нейтронов до настоящего времени не получил полного экспериментального разрешения.

Одной из первых теоретических работ, посвященных исследованию парных нейтрон-нейтронных корреляций в гало ядрах в рамках трехчастичной модели ${}^{11}\text{Li} \rightarrow n + n + {}^9\text{Li}$, была публикация [4]. Авторы указали на возможность существования в ядре ${}^{11}\text{Li}$ динейтронного кластера с определенной внутренней структурой.

Исчерпывающая информация о парных корреляциях в многочастичной системе содержится в корреляционной функции плотности $K(\vec{r}, \vec{r}') = \left\langle \sum_{i,j=1}^A \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \delta(\vec{r}' - \vec{r}_j) \right\rangle$.

В случае гало ядра ${}^{11}\text{Li}$ корреляционная функция двух валентных нейтронов

$$K_{2n}(\vec{r}, \vec{r}') = \langle \delta(\vec{r} - \vec{r}_1) \delta(\vec{r}' - \vec{r}_2) \rangle = \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 |\Psi_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2)|^2 \delta(\vec{r} - \vec{r}_1) \delta(\vec{r}' - \vec{r}_2) = |\Psi_0(\vec{r}, \vec{r}')|^2 \equiv \rho_2(\vec{r}, \vec{r}'). \quad (1)$$

Здесь $\Psi_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ – собственная функция (основного состояния) гамильтониана гало ядра в трехчастичной модели. Двухчастичную плотность $\rho_{2n}(\vec{r}, \vec{r}')$ удобно выразить через координаты Якоби

$$\vec{r}_{1n} = \vec{r}_1 - \vec{r}_{2n} \quad \text{и} \quad \vec{r}_{c2n} = \frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} - \vec{r}_c \quad (\text{рис. 1}).$$

Более поздние расчеты в рамках трехчастичной модели с реалистическим нуклон-нуклонным взаимодействием показали, что в случае гало ядра с двумя валентными нейтронами функция ρ_{2n} имеет два пика: один при малых $(\vec{r} - \vec{r}')$ (по сравнению с \vec{r}_{c2n}), а другой соответствует ситуации, когда нейтроны расположены по разные стороны кора. Такая конфигурация (см. рис. 1, а) носит название «динейтрона», а вторая (см. рис. 1, б) – «сигары». Было также установлено, что подобные структуры характерны и для других ядер с двухнейтронным гало: ${}^6\text{He}$, ${}^{14}\text{Be}$ ([2], [3], [5]).

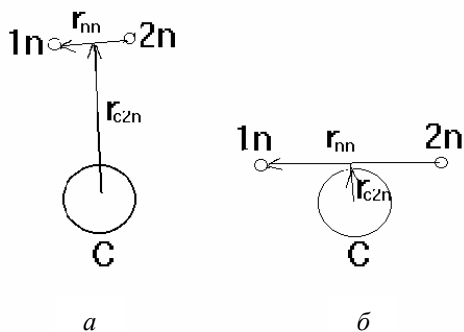


Рис. 1. Иллюстрация определения координат Якоби в случае конфигурации «динейтрон» (а) и конфигурации «сигара» (б).

ленности предыдущих экспериментов, поскольку ненулевой корреляционный эффект должен быть обнаружен и при полностью некогерентном испускании двух нейтронов только за счет их неразличимости. Большую трудность представляет учет взаимодействия нейтронов в конечном состоянии. В то же время в работах Ю.Ц. Оганесяна с сотрудниками [7] было показано, что реакции передачи являются эффективным средством изучения структуры и динамики ядер с двухнейтронным гало в области энергии несколько МэВ/нуклон.

II. В настоящей работе предложен проект экспериментального исследования и теоретический анализ реакций передачи двух слабо связанных валентных нейтронов от гало ядра “Р” к ядру “Т” в области относительно низкой энергии. В качестве первого объекта исследования рассмотрено ядро ${}^6\text{He}$. Измерения энергетического и углового распределений ядра-фрагмента ${}^4\text{He}$ позволят получить информацию о структуре функции распределения нейтронов гало в ядре-снаряде [7].

Для изучения реакции передачи двух нейтронов предполагается использовать технику ядерных фотоэмulsionей. В качестве ядер-мишеней могут быть использованы ядра элементов, входящих в состав фотоэмulsionей (${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{79,81}\text{Br}$, ${}^{107,109}\text{Ag}$). В эксперименте планируется измерять угловое и энергетическое распределения α - частицы при условии одновременной регистрации ядер отдачи.

Однако теоретический анализ данных в этой области энергии сталкивается со значительными трудностями, связанными главным образом со сложностью механизма реакций. В [7] был сделан вывод о том, что для исследования реакции передачи наиболее удобной областью энергии является интервал 10 - 30 МэВ/нуклон в системе центра масс. Будем полагать, что при таких энергиях процесс передачи двух нейтронов из гало ядра-снаряда к ядру-мишени может быть описан методами теории прямых ядерных реакций. Основным элементом в таком подходе является борновское приближение с искаженными волнами. При этом получение результатов связано с выполнением большого объема вычислительной работы. Определенного упрощения задачи удастся достичь в рамках физически обоснованного в случае слабосвязанного ядра-снаряда предположения об одновременной передаче двух нейтронов (одноступенчатый процесс) и о пассивной роли ядра-фрагмента, когда его микроскопическое взаимодействие с мишенью аппроксимируется оптическим потенциалом (модель спектатора). При этом вполне естественным следствием является заключение о доминирующем вкладе в сечение реакции передачи двух нейтронов динейтронной конфигурации ядра-снаряда [7]. Рассматривая динейтрон как бесструктурную единицу, мы можем продвинуться по пути упрощения расчетов и обеспечения интерпретации полученных результатов. К этому выводу приводит аналогия с работой [8], содержащей теоретический анализ реакции (p2p) на основе теории Чью и Лоу [9].

III. Воспользуемся дисперсионным подходом в теории прямых ядерных реакций [10], который позволяет наиболее эффективно построить картину протекания ядерной реакции. Треугольная диаграмма (рис. 2), описывающая одноступенчатый процесс передачи двух нейтронов, при сделанном выше пренебрежении внутренними степенями свободы динейтрона, превращается в полюсную диаграмму (рис. 3). Амплитуда исследуемой реакции $A + a \rightarrow A + (b + c) \rightarrow B + b$ в плоско-волновом приближении имеет вид

Информацию о пространственной структуре нейтронного гало можно получить и из импульсной парной корреляционной функции $K(\vec{p}, \vec{p}') = \langle \delta(\vec{p} - \vec{p}_1) \delta(\vec{p}' - \vec{p}_2) \rangle$, где $\vec{p}_{1,(2)}$ – импульсы нейтронов гало. Эксперименты с полной кинематикой (например, тройные совпадения $n + n + {}^9\text{Li}$) позволяют получить информацию о распределении двух нейтронов по импульсу их относительного движения. Однако выводы различных экспериментальных групп из анализа данных оказываются противоречивыми. Предложенный в последнее время метод исследования гало ядер, основанный на принципах интерферометрии интенсивностей [6] не реализован пока в полном объеме и, по-видимому, не позволит устранить все неопределенности

$$M_{Bb, Aa}^{PW} = -\frac{M_{B, Ac} \cdot M_{a, bc}^{\otimes}}{E_c - \frac{p_c^2}{2m_c} + i\eta} \quad \eta \rightarrow +0, \quad (2)$$

где $\left[E_c - \frac{p_c^2}{2m_c} + i\eta \right]^{-1}$ – пропагатор «ядра» c ; $E_c = \frac{p_a^2}{2m_a} - \frac{p_b^2}{2m_b} - \varepsilon$ – передаваемая энергия; $\vec{p}_c = \vec{p}_a - \vec{p}_b$ – передаваемый импульс; $\varepsilon = m_b + m_c - m_a$ – энергия связи.

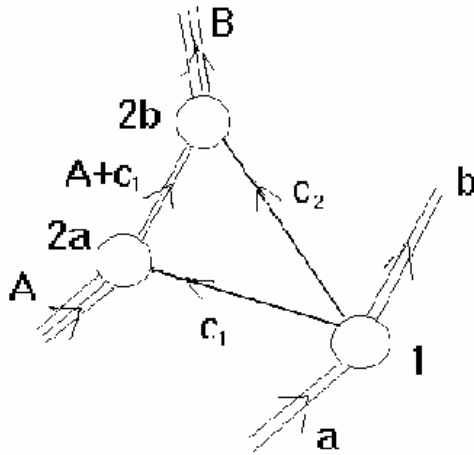


Рис. 2. Диаграмма одновременной передачи двух нейтронов.

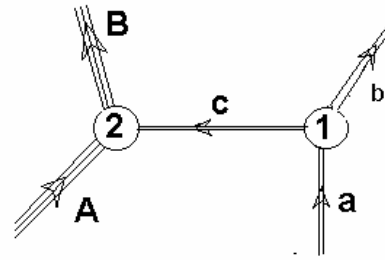


Рис. 3. Полюсная диаграмма передачи двухнейтронного кластера в реакции $A + a \rightarrow A + (b + c) \rightarrow B + b$.

Известно, что

$$M_{a, bc}(p_c) = -\left(\frac{p_c^2}{2\mu_{bc}} + \varepsilon \right) \int d^3R \cdot I_{abc}(R) \cdot e^{-ipR},$$

где $I_{abc}(\vec{R})$ – интеграл перекрытия для внутренних волновых функций a, b, c ; $\mu_{bc} = \frac{m_b m_c}{m_b + m_c}$ – приведенная масса b и c .

Таким образом

$$M_{a, bc}(p_c) = -\left(\frac{p_c^2}{2\mu_{bc}} + \varepsilon \right) \cdot G(p_c), \quad (3)$$

где $G(p_c)$ – форм-фактор гало-ядра, или волновая функция относительного движения фрагментов b и c , записанная в импульсном представлении.

Дифференциальное сечение реакции $A + a \rightarrow A + b + c \rightarrow B + b$ имеет вид

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dE_b \cdot d\Omega_b} \right)^{PW} = K \cdot \sum_B \int_B |M_{Bb, Aa}^{PW}|^2 \delta(E_c - (W_B - W_A)). \quad (4)$$

Здесь $W_{A(B)}$ – энергия ядра A (B), K – кинематический фактор. Знак \sum_B означает суммирование и интегрирование по состояниям ядра B .

Используя приведенные выше выражения для матричных элементов, получаем следующее соотношение:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dE_b \cdot d\Omega_b} \right)^{PW} \sim G(p_c) \left| \sum_B \int |M_{B,Ac}|^2 \delta(E_c - (W_B - W_A)) \right| \sim$$

$$\sim |G(p_c)|^2 \frac{p_c}{m_c} \sigma_A^{abs}(p_c, E_c). \quad (5)$$

Здесь $\sigma_A^{abs}(p_c, E_c)$ полное сечение поглощения (вне массовой поверхности) ядра c , падающего на ядро-мишень A .

Итак, дифференциальное сечение реакции $A + a \rightarrow B + b$ по энергии и углу фрагмента в предположении о передаче жестко коррелированного кластера-динейтрона определяется двумя факторами:

распределением по импульсу ядра-фрагмента α -частицы в гало ядре ${}^6\text{He}$. Распределение $G(p_c)$ оказывается различным в случаях, когда доминирует та или иная конфигурация плотности валентных нейтронов («динейтрон» или «сигара») вследствие различия в потенциалах, описывающих относительное движение кора и центра масс обоих нейтронов;

сечением (вне массовой поверхности) захвата двух нейтронов ядром A . Грубую оценку величины этого сечения можно получить в рамках модели Сербера [11].

IV. Первый фактор может быть извлечен из данных независимых экспериментов по развалу соответствующего гало-ядра. В рассматриваемом эксперименте он может быть получен измерением углового распределения фрагментов α -частицы без требования одновременной регистрации остаточного ядра B . Второй фактор можно извлечь из анализа данных эксперимента на пучке ядер трития, т.е. реакции $A(t, p)B$ при соответствующих значениях энергии пучка трития. Одним из достоинств предложенного подхода является то обстоятельство, что с трудом поддающееся оценке взаимодействие между нейтронами гало после развала уже оказывается включенным в значение $\sigma_A^{abs}(p_c, E_c)$, полученное из эксперимента на пучке трития. Разумеется, при этом предполагается идентичность механизмов развала ядер ${}^6\text{He}$ и t .

Вместе с тем наша упрощенная модель не учитывает взаимодействие ${}^6\text{He}$ и ядра A в начальном состоянии и искажение волновой функции ядра-фрагмента в поле ядра B . Эффекты действия оптического потенциала до и после развала гало ядра можно учесть в рамках DWBA, используя обширные экспериментальные исследования импульсных распределений ядра-фрагмента. Предлагаемый нами метод исследования n - n -корреляций есть по существу “data to data” метод.

Итак, в рамках предложенной модели передачи динейтрона дифференциальное сечение реакции $A({}^6\text{He} \text{ } {}^4\text{He})B$ по углу и энергии ядер-фрагментов ${}^4\text{He}$ определяется факторами, значения которых могут быть найдены экспериментально. Отличие экспериментального сечения от факторизованного в рамках полюсного приближения может дать оценку спектроскопического фактора для жестко коррелированного состояния двух нейтронов в гало ядре. При этом можно надеяться, что вклад последовательного поглощения двух нейтронов в сечение этого процесса будет не велик, поскольку после отрыва одного из нейтронов образуется нестабильное по отношению к испусканию нейтрона ядро ${}^5\text{He}$ с характерным временем жизни $\sim(1 \div 3) \cdot 10^{-21}$ с [12]. Поскольку предположительно захват нейтрона эффективно происходит при относительно больших расстояниях между ядрами (~ 20 фм), а ядро ${}^5\text{He}$ за время $\sim 10^{-21}$ с удаляется от области взаимодействия на расстояние ~ 10 фм, то поглощение двух нейтронов в результате такого двухступенчатого процесса представляется маловероятным.

Проинтегрировав (5) по $dE_c \ d\Omega$, получим полное сечение реакции двухнейтронной передачи. Сравнение этой расчетной величины с данными эксперимента позволит определить вес двухнейтронного кластера в волновой функции гало ядра (спектроскопический фактор). Однако, как мы увидим ниже, анализу этой инклюзивной величины должно предшествовать исследование угловых и энергетических распределений ядер-фрагментов. Эксперимент может быть расширен за счет использования пучков других ядер с двухнейтронным гало (${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$ и т.д.).

Анализ данных выхода реакций передачи (развала) легких ядер (${}^6\text{He}$, ${}^{6,7,8}\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$) с ядрами ${}^{208}\text{Pb}$ в области энергии вблизи кулоновского барьера позволил сделать вывод, что эти процессы протекают преимущественно в режиме прямой реакции [13]. Суммарный выход продуктов этих реакций оказался значительным и его зависимость от энергии связи нейтрона E_n в ядре-снаряде удалось описать с помощью простого соотношения $\sim E_n^{-1}$. Экстраполяция этой закономерности на случай ядра-снаряда

${}^6\text{He}$ дает основание ожидать в этом случае больших значений выхода реакции передачи (развала). К сожалению, в условиях эксперимента [13] не удалось разделить вклады реакций передачи и развала. Имеющиеся в литературе оценки относительной величины вероятности этих каналов реакций имеет очень большой разброс значений в зависимости от характера сталкивающихся ядер и энергии реакции. При этом в подавляющем большинстве случаев $\sigma_{\text{развал}} \gg \sigma_{\text{передача}}$. Заметим, однако, что для сечения реакции ${}^6\text{He}(p\ t)\ \alpha$ получены значения, достигающие 0,5 барн [14].

Реакцию развала ядра-снаряда можно рассматривать как реакцию передачи в состоянии континуума ядра-мишени. Поэтому (как уже упоминалось выше) информацию о вершинной функции, описывающей фрагментацию ядра-снаряда, можно извлечь из данных по реакции развала.

Для исследования n-n-корреляций в гало ядрах типа ${}^6\text{He}$ или ${}^{11}\text{Li}$ представляет интерес и реакция ${}^6\text{He}(p\ t)\alpha$, ${}^{11}\text{Li}(p\ t){}^9\text{Li}$. В работах [14] и [15] был выполнен расчет сечений реакции ${}^6\text{He}(p\ t)\alpha$ в области низкой энергии. Сопоставление результатов этих расчетов свидетельствует о чувствительности угловых распределений и интегрального сечения реакции к набору входных параметров и основных предположений теоретической модели.

Результаты экспериментальных работ [7] и [16], в которых наряду с реакцией ${}^6\text{He}(p\ t)\ \alpha$ использовалась реакция ${}^4\text{He}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^4\text{He}$, позволяют сделать вывод, что в различных энергетических областях доминируют разные механизмы реакции передачи. Представляет также интерес применить предложенную методику к исследованию корреляций нейтронов в гало ядре ${}^8\text{He}$. Можно рассчитывать получить аргументы в пользу того или иного возможных вариантов структуры этого ядра и информацию о доминирующем механизме диссоциации ядра ${}^8\text{He}$ (см. также работу [17]).

V. Экспериментальное исследование реакции передачи двух нейтронов $A + a \rightarrow B + b$ (для примера ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}){}^{14}\text{C}$) будет проведено в интервале энергий $5 \leq E_{\text{lab}} \leq 20$ МэВ/нуклон на пучках нейтроноизбыточных ядер ${}^{6,8}\text{He}$ и ${}^{11}\text{Li}$. Одновременно следует провести эксперимент на пучке ионов трития $A(t, p)B$ в соответствующем интервале энергий. Для изучения реакции передачи двух нейтронов ядру мишени предполагается использовать технику ядерных фотоэмульсий (ФЭ). В работе будут использоваться стопки бесподложечных толстослойных (200 - 400 мкм) ядерных фотоэмульсий (НИИХИМФОТОПРОЕКТ) разной чувствительности, которые могут регистрировать ионы гелия (лития) разной энергии. В качестве ядер-мишеней будут использованы ядра элементов, входящих в состав фотоэмульсии (${}^1\text{H}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{79,81}\text{Br}$, ${}^{107,109}\text{Ag}$). В этом случае эмульсия является одновременно мишенью и детектором заряженных частиц.

Ядерные фотоэмульсии являются эффективным инструментом изучения ядерных реакций. Особенно это относится к стопкам бесподложечных фотоэмульсий, так называемым эмульсионным камерам. Основные преимущества такой камеры: высокое пространственное разрешение, которое позволяет получать точность при измерении углов заряженных частиц 10^{-3} и даже 10^{-4} рад, возможность использования в качестве 4π-детектора образованных в ней заряженных частиц, одновременное детектирование нескольких заряженных частиц без потери в эффективности. Преимущество метода толстослойных ФЭ состоит также в том, что в одном облучении (экспозиции) можно исследовать энергетическую зависимость изучаемых процессов в широком диапазоне энергии бомбардирующих частиц от начальной до минимально возможной. Это связано с тем, что при торможении частиц в фотоэмульсии их энергия постепенно уменьшается вследствие ионизационных потерь. Исследуя траектории продуктов реакции, можно реконструировать кинематику исследуемой реакции, определить энергии и углы вылета всех частиц, а следовательно, получить полную информацию, необходимую для определения дифференциальных сечений исследуемых реакций. Применение ФЭ особенно полезно при измерении очень малых поперечных сечений, когда электронные методы неприменимы из-за низкой эффективности.

Облучение ФЭ пучком гало ядер с энергией E_0 будет проводиться перпендикулярно их плоскости. Полная толщина стопки ФЭ (5 - 10 ФЭ) должна превышать пробег гало ядра (например, ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$) с начальной энергией и быть достаточной для поглощения вторичных частиц (${}^4\text{He}$, ${}^9\text{Li}$), образующихся в фотоэмульсии. В эксперименте планируется измерять угловое и энергетическое распределения фрагментов (${}^4\text{He}$, ${}^9\text{Li}$, ...). В случае реакции на легком ядре-мишени (${}^1\text{H}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ...) возможна регистрация второй частицы (${}^3\text{H}$, ${}^{14}\text{C}$, ${}^{16}\text{N}$, ...).

Для эффективности предлагаемого экспериментального метода критическим моментом является возможность разделения событий передачи двух и одного нейтрона в области энергии $E > 5$ МэВ/нуклон. Эти каналы реакции можно разделить вследствие различия их кинематики. Так,

например, взаимодействие ${}^6\text{He}$ с ядром ${}^{12}\text{C}$ может приводить к передаче как одного, так и двух нейтронов гало. Однако при передаче одного нейтрона, как известно, двухнейтронные гало-ядра испускают и второй нейтрон.

При этом величины Q реакций значительно отличаются, например:



Это различие, а также наличие в реакции однеитронной передачи свободного нейтрона в выходном канале приводит к значительному различию в энергетических спектрах ${}^4\text{He}$ (большие энергии ${}^4\text{He}$ в реакциях передачи двух нуклонов), что является типичным для реакций с гало-ядрами (${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$ и т.д.). При этом такое же различие кинематики для реакций передачи одного и двух нейтронов проявляется и для других ядер-мишеней.

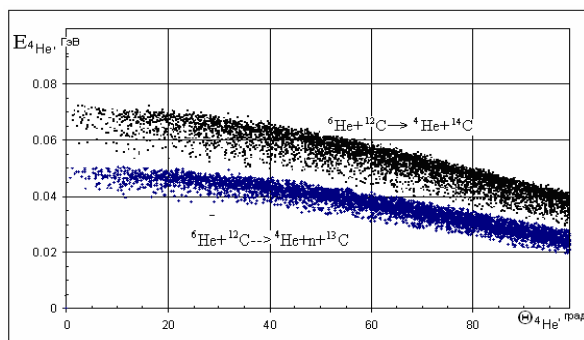


Рис. 4. Двумерная диаграмма «энергия – угол вылета» ядер ${}^4\text{He}$ для реакций ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^{14}\text{C}$ и ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^4\text{He} + n + {}^{13}\text{C}$, энергия ${}^6\text{He}$ 60 МэВ.

Этот вывод можно сделать на основе анализа результатов экспериментальной работы последнего времени, посвященной исследованию сравнительных вкладов процессов двухнейтронной и однеитронной передач [20]. Полученные в этой работе результаты служат косвенным подтверждением правильного выбора теоретической модели, сделанного ранее авторами настоящего проекта [21].

Так как ядерная ФЭ состоит из ряда элементов (водорода, углерода, азота, кислорода, брома, серебра), то возникает проблема разделения вкладов реакций на различных мишенях. Для этого может быть использована информация о пробегах второй частицы, а также об угле разлета частиц в выходном канале. Результаты симуляции показывают, что двумерные локусы пробег-пробег и пробег-угол разлета для различных мишеней могут быть разделены для большей части областей пробегов и углов вылета.

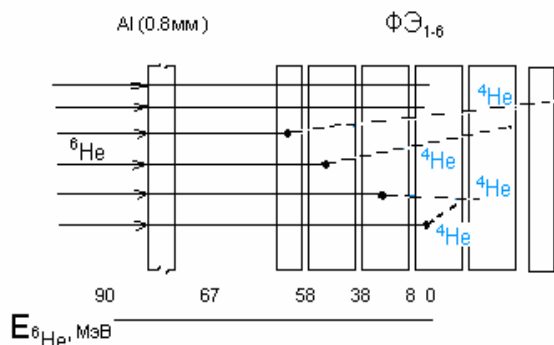


Рис. 5. Схема облучения стопки ФЭ: точками обозначены места возможного взаимодействия ${}^6\text{He}$ с ядрами ФЭ; сплошными линиями – направление частиц пучка ${}^6\text{He}$, пунктирные линии соответствуют пробегу вторичных частиц (${}^4\text{He}$), испытавших взаимодействие в указанных точках мест ФЭ.

На рис. 4. представлены двумерные диаграммы «энергия – угол вылета» ядер ${}^4\text{He}$ для реакций передачи одного и двух нейтронов. Q -зависимость выхода реакций бралась в форме экспериментальной зависимости, полученной в [18, 19] для реакций передачи нейтронов на средних ядрах. Результаты симуляции показывают, что локус ${}^4\text{He}$ реакции (а) проходит значительно выше соответствующего локуса реакции (б), что позволяет надеяться на однозначное разделение этих двух реакций.

Отметим, что благоприятным обстоятельством для выделения процесса двухнейтронной передачи является большая величина отношения сечения такого процесса к сечению передачи одного нейтрона.

Для отработки методики было проведено пробное облучение стопки ФЭ на пучке радиоактивных ядер ${}^6\text{He}$ Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ. Схема облучения показана на рис. 5. Вторичный пучок ${}^6\text{He}$ с энергией 90 МэВ падал перпендикулярно на стопку ФЭ состоящую из четырех ФЭ толщиной 350 мк и двух ФЭ толщиной 200 мк. Перед стопкой был установлен алюминиевый поглотитель толщиной 0,8 мм, который снижал первичную энергию до 67 МэВ. Полная толщина стопки (1800 мк) превышала пробег ядер ${}^6\text{He}$ с такой энергией и была достаточна для остановки вторичных α -частиц, образующихся в каждой ФЭ. Использование стопки ФЭ позволяет в данном случае исследовать энергетическую зависимость сечений исследуемых процессов во всем диапазоне энергии от 67 МэВ до 0. Интегральный поток ядер ${}^6\text{He}$ на ФЭ составлял $10^6 - 10^7$ ч/см², что позволило избежать нало-

жения следов заряженных частиц в ФЭ. После облучения проводилась полная фотохимическая обработка ФЭ [22]. Поиск событий передачи и их последующая обработка проводились на автоматизированном измерительном комплексе ПАВИКОМ, созданном в Физическом институте им. П. Н. Лебедева. Это современный прибор с зарядовой связью (CCD-камеры) для регистрации и оцифровывания оптических изображений и вычислительными возможностями современных компьютеров. При измерениях в таком автоматическом режиме оцифрованные изображения следов заряженных частиц и ядер в эмульсии, полученные при помощи CCD-камер, вводятся в компьютеры, математическое обеспечение которых позволяет производить поиск, распознавание и изучение треков, а затем восстанавливать их пространственное положение. При этом точность измерения углов остается столь же высокой. Кроме ускорения измерений новый метод позволяет обрабатывать большие массивы экспериментальных данных и существенно увеличить статистику событий, что раньше было практически нереально. В результате открывается возможность решения совершенно новых задач.

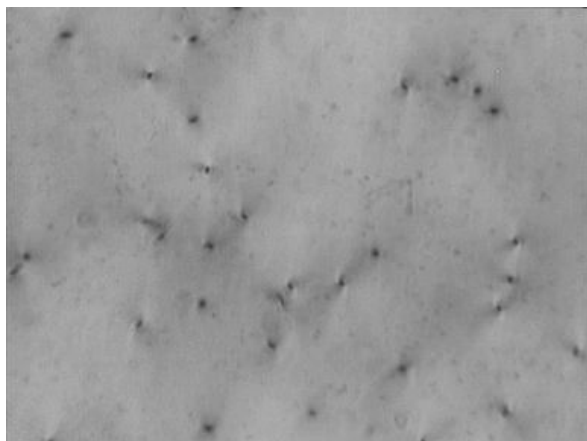


Рис. 6. Изображение одного кадра размером $80,5 \times 59,5$ мкм² на фиксированной глубине в ФЭ.

В настоящей работе изображения последовательных слоев ФЭ (с шагом по глубине несколько микрон), полученные при увеличении микроскопа $K = 60\times$ с помощью видеокамеры и специального интерфейса передаются в компьютер. Пример изображения одного кадра размером $80,5 \times 59,5$ мкм² на фиксированной глубине в ФЭ показан на рис. 6.

При дальнейшей обработке в каждом слое проводилось выделение фиксированных ячеек – областей потемнения с характеристиками, присущими следам от заряженных частиц (в данном случае ядер He) – степень почернения, форма, размер и т.д. Координаты (x, y) центров масс (ЦМ) всех областей потемнения в каждом слое (z) определялись и записывались. Далее происходило выделение траектории частиц X(Z) и Y(Z) по координатам ЦМ в последовательных слоях ФЭ. Полученные траектории обрабатывались с помощью специальной программы. Характерная траектория, соответствующая искомой реакции, состоит из следа первичной частицы (⁶He), излома траектории – точки взаимодействия (ТВ), исходящего из ТВ следа вторичной частицы (⁴He), и наличия или отсутствия следа ядра отдачи в случае легкого (¹H, ¹²C, ¹⁴N, ...) или тяжелого (^{79,81}Br, ^{107,109}Ag) ядра-мишени соответственно.

Для поиска ТВ траектории до и после нее аппроксимируются прямыми линиями, т.е. углы наклона траекторий до и после нее постоянны, а в ТВ изменяются, что отражается в поведении производной углов, имеющей экстремум в этой точке. Для траекторий, имеющих изломы, программа определяла координаты (x, y, z) ТВ, угол вылета вторичной частицы (⁴He), энергию первичной частицы (⁶He) в точке взаимодействия, рассчитываемую по суммарному пробегу до ТВ, и энергию вторичной частицы (⁴He), рассчитываемую по ее пробегу от ТВ до точки остановки. Таким образом, все данные, необходимые для получения углового распределения исследуемой реакции, могут быть вычислены.

Для поиска ТВ траектории до и после нее аппроксимируются прямыми линиями, т.е. углы наклона траекторий до и после нее постоянны, а в ТВ изменяются, что отражается в поведении производной углов, имеющей экстремум в этой точке. Для траекторий, имеющих изломы, программа определяла координаты (x, y, z) ТВ, угол вылета вторичной частицы (⁴He), энергию первичной частицы (⁶He) в точке взаимодействия, рассчитываемую по суммарному пробегу до ТВ, и энергию вторичной частицы (⁴He), рассчитываемую по ее пробегу от ТВ до точки остановки. Таким образом, все данные, необходимые для получения углового распределения исследуемой реакции, могут быть вычислены.

В заключение отметим, что для оптимизации процесса обработки изображений слоев ФЭ необходимо увеличить скорость сканирования на установке ПАВИКОМ. Существующее оборудование дает возможность сканировать $0,5$ см² ядерной эмульсии на одной глубине в час (при этом только сохраняется видеоизображение, обработка проводится позже). Требование по современной скорости обработки (в частности, принятое в крупнейшем международном эксперименте по поиску осцилляций нейтрино OPERA) – 20 см² за час на 100 глубинах и с обработкой файлов «online», т.е. выделением кластеров без сохранения исходных видеоизображений. Переход на работу с высокоскоростной системой регистрации изображений MC1310 (производимой фирмой Mikrotron по специальному заказу для эксперимента OPERA), даст возможность увеличить скорость сканирования до 500 кадров в секунду. Увеличение скорости сканирования установки ПАВИКОМ и созданный высокоскоростной комплекс программ для обработки фотоэмульсий позволят значительно сократить время получения данных в эксперименте по изучению структуры гало нейтроноизбыточных ядер в реакции передачи двух нейтронов на ядрах фотоэмульсии.

Работа проводится при поддержке РФФИ, проект №05-02-16865а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tanihata I. et al.* Measurement of interaction cross section and nuclear radii in the light p-shell region // *Phys. Rev. Lett.* - 1985. - Vol. 55. - P. 2676 - 2679.
2. *Tanihata I.* Nucleon halo nuclei // *J. Phys. G. Nucl. Part. Phys.* - 1996. - Vol. 22. - P. 157 - 198.
3. *Riisager K.* Nuclear halo states // *Rev. Mod. Phys.* - 1994. - Vol. 66. - P. 1105 - 1116.
4. *Bertsch G.E., Esbensen H.* Pair correlation near the neutron drip line // *Ann. Phys.* - 1991. - Vol. 209. - P. 327 - 363.
5. *Zhukov M.V., Chulkov L.V., Danilin B.V., Korshennikov A.A.* Specific structure of the ${}^6\text{He}$ nucleus and fragmentation experiments // *Nucl. Phys.* - 1991. - Vol. A533. - P. 428 - 440; *Zhukov M.V., Jonson B.* Particle momentum distributions in an analytical threebody approach // *Nucl. Phys.* - 1995. - Vol. A589. - P. 1 - 16.
6. *Marques G.M. et al.* Two-neutron interferometry as a probe of the nuclear halo // *Phys. Lett.* - 2000. - Vol. B476. - P. 219 - 225; Detection of neutron clusters // *Phys. Rev.* - 2002. - Vol. C65. - 044006. - P. 1 - 10.
7. *Oganessian Yu.Ts., Zagrebaev V.I., Vaagen J.S.* "Di-neutron" configuration of ${}^6\text{He}$ // *Phys. Rev. Lett.* - 1999. - Vol. 82. - P. 4996 - 4999; Dynamics of two-neutron transfer reactions with Borromean nucleus ${}^6\text{He}$ // *Phys. Rev.* - 1999. - Vol. C60. - 044605. - P. 1 - 18; *Ter.-Akopian G.M. et al.* Two-neutron exchange observed in the ${}^6\text{He} + {}^4\text{He}$ reaction search for the "di-neutron" configuration of ${}^6\text{He}$ // *Phys. Lett.* - 1998. - Vol. B420. - P. 251 - 256.
8. *Jackson D.F.* A di-proton model for the (p, 2p) reaction // *Nucl. Phys.* - 1967. - Vol. A90. - P. 209 - 231.
9. *Baur G.* On the Chew-Low plot as a limiting case of the distorted wave theory of break-up reactions // *Zeit. Phys.* - 1976. - Vol. A277. - P. 147 - 149; *Chew G.F., Low F.E.* Unstable particle as targets in scattering experiments // *Phys. Rev.* - 1959. - Vol. 113. - P. 1640 - 1648.
10. *Шаниро И.С.* Теория прямых ядерных реакций. - М.: Госатомиздат, 1963.
11. *Serber R.* The production of high energy neutrons by stripping // *Phys. Rev.* - 1947. - Vol. 72. - P. 1008 - 1015.
12. *Aoyama S. et al.* Resonant structures in the mirror nuclei ${}^{10}\text{N}$ and ${}^{10}\text{Li}$ // *Phys. Lett.* - 1997. - Vol. B414. - P. 13 - 17.
13. *Kolata J.J. et al.* Elastic scattering and transfer in the $8\text{Li} + 208\text{Pb}$ system near the Coulomb barrier // *Phys. Rev.* - 2002. - Vol. C65. - 054616. - P. 1 - 5.
14. *Arai K. et al.* Low-energy $6\text{He} + \text{p}$ reactions in a microscopic multicluster model // *Phys. Rev.* - 2001. - Vol. C63. - 044611. - P. 1 - 9.
15. *Timofeyuk N.K., Tompson I.J.* Proton-induced reactions on ${}^6\text{He}$ at low energies // *Phys. Rev.* - 2000. - Vol. C61. - 044608. - P. 1 - 8.
16. *Raabe R. et al.* Elastic 2n-transfer in the ${}^4\text{He}({}^6\text{He} \quad {}^6\text{He}){}^4\text{He}$ scattering // *Phys. Lett.* - 1999. - Vol. B458. - P. 1 - 7; *Ostrowski A.N. et al.* Borromean nucleus reactions induced below the break-up threshold: ${}^6\text{He} + \text{p}$ // *Phys. Rev.* - 2001. - Vol. C63. - 024605. - P. 1 - 5.
17. *Iwata Y. et al.* Dissociation of 8He // *Phys. Rev.* - 2000. - Vol. C62. - 064311. - P. 1 - 14.
18. *Raabe R. et al.* No enhancement of fusion probability by the neutron halo of ${}^6\text{He}$ // *Nature.* - 2004. - Vol. 431. - P. 823 - 826.
19. *Беловицкий Г.Е., Заварзина В.П., Конобеевский Е.С., Степанов А.В.* Исследование корреляции двух нейтронов в гало ядрах в реакциях с передачей двух нейтронов // *Краткие сообщения по физике ФИАН.* - 2001. - № 5. - С. 26 - 31.
20. *Rehm K.E.* Quasi elastic heavy ion collisions // *Annu. Rev. of Nucl. Part. Sci.* - 1991. - Vol. 41. - P. 429 - 468.
21. *Fernandez Niello J.O. et al.* Near-barrier transfer reactions in the ${}^{36}\text{S} + {}^{144,154}\text{Sm}$ systems // *Phys. Rev.* - 1992. - Vol. C45. - P. 748 - 758.
22. *Беловицкий Г.Е., Баранов В.Н., Штейнград О.М.* Эмиссия легких заряженных частиц, сопровождающих деление ядер урана протонами с энергией 153 МэВ // *Ядерная физика.* - 1995. - Т. 58, № 12. - С. 2131 - 2139.

STUDY OF THE NEUTRON HALO STRUCTURE IN THE TWO NEUTRON TRANSFER REACTIONS

**G. E. Belovitsky, V. P. Zavarzina, S. V. Zuyev, E. S. Konobeevski, A. V. Stepanov,
N. G. Polukhina, N. I. Starkov, S. M. Lukyanov, Yu. G. Sobolev**

The project of experimental study and theoretical analysis of reactions of transfer of two weakly bound neutrons from halo nucleus to a nucleus - target at the energy 5 - 20 MeV/nucleon is proposed. As the first object of this study the nucleus ${}^6\text{He}$ is considered. Measurement of energy and angular distributions of a nucleus - fragment (α -particle) will allow us to obtain information on the neutron halo structure. To detect reaction products we propose to use nuclear photoemulsion. In this case as nucleus-targets we plan to use the elements of nuclear photoemulsion (${}^1\text{H}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{79,81}\text{Br}$, ${}^{107,109}\text{Ag}$).

ВИВЧЕННЯ СТРУКТУРИ НЕЙТРОННОГО ГАЛО В РЕАКЦІЇ ПЕРЕДАЧІ ДВОХ НЕЙТРОНІВ

Г. Є. Бєловицький, В. П. Заварзіна, С. В. Зуєв, Є. С. Конобєєвський, А. В. Степанов,
Н. Г. Полухіна Н. І. Старков, С. М. Лук'янов, Ю. Г. Соболев

Запропоновано проект експериментального дослідження і теоретичний аналіз реакцій передачі двох слабо зв'язаних валентних нейтронів від гало ядра до ядра-мішені в області відносно низьких енергій. Як перший об'єкт дослідження розглянуто ядро ${}^6\text{He}$. Вимірювання енергетичного і кутового розподілів ядра-фрагмента (α -частинки) дасть змогу одержати інформацію про розподіл нейтронів гало в ядрі-снаряді. Для вивчення реакції передачі двох нейтронів ядру-мішені передбачається використовувати техніку ядерних фотоемулсій. Як ядра-мішені можуть бути використані ядра елементів, що входять до складу фотоемулсії (${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{79,81}\text{Br}$, ${}^{107,109}\text{Ag}$).