

УДК 539.17.01

## ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИИ ДВУХ НЕЙТРОНОВ В ГАЛО ЯДРАХ В РЕАКЦИЯХ С ПЕРЕДАЧЕЙ ДВУХ НЕЙТРОНОВ

Г. Е. Беловицкий, В. П. Заварзина, Е. С. Конобеевский, А. В. Степанов

*Предложен метод исследования нейтрон-нейтронных корреляций в гало ядрах с помощью реакции передачи двух нейтронов делящимся ядрам в ядерной фотоэмульсии.*

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 которой было экспериментально установлено – это ядро  $^{11}\text{Li}$ . Грубые черты структуры этого 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 следует закону  $A^{1/3}$ . Эти выводы вытекали из анализа экспериментальных данных по полным сечениям реакций  $^{11}\text{Li}$  с ядерными мишенями и из экспериментальных распределений по импульсу ядра-фрагмента  $^9\text{Li}$ , образуемого в результате развала ядра  $^{11}\text{Li}$ . Вопрос о более щетальной структуре такого нейтронного гало и, в частности, вопрос о корреляции валентных нейтронов до настоящего времени не получил экспериментального разрешения.

Эксперименты с полной кинематикой (тройные совпадения  $n + n + ^9\text{Li}$ ) позволяют определить распределение двух нейтронов по импульсу их относительного движения. Однако выводы различных экспериментальных групп из анализа данных оказываются противоречивыми [4, 5]. 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 предыдущих экспериментов, поскольку ненулевой корреляционный эффект должен быть

обнаружен и при полностью некогерентном испускании двух нейтронов только за счет их неразличимости. В то же время реакции передачи являются эффективным средством изучения структуры и динамики ядер с двухнейтронным гало в области энергий порядка нескольких десятков  $MэВ/нуклон$  [7].

В настоящей работе предложены проект экспериментального исследования и теоретический анализ реакции  $^{238}U(^{11}Li, ^9Li f)$  в области энергии ниже  $1.5 MэВ/нуклон$ . Так как реакция деления  $^{238}U$  под действием нейтронов имеет "порог" при  $E_n \approx 1.5 MэВ$  (сечение деления  $\sigma_f$  падает от  $\sim (0.5 - 0.6) барн$  при  $E_n = 2.0 MэВ$  до  $\sim 10^{-3} барн$  при  $E_n \sim 0.5 MэВ$ ), то в указанной области энергий деление будет обусловлено главным образом передачей двух слабосвязанных нейтронов из гало ядра  $^{11}Li$  ядру урана. Одновременная регистрация продуктов деления и ядра-фрагмента  $^9Li$  позволит получить информацию о распределении нейтронов гало по их относительному импульсу  $\mathbf{q}$  в области малых значений этой величины.

Для теоретического анализа роли нуклон-нуклонных корреляций функцию распределения двух нуклонов по импульсам  $n_2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$  ( $\hbar = c = 1$ ), т.е. плотность вероятности того, что нуклоны 1 и 2 в ядерном веществе обладают соответственно импульсами  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ , удобно записать в терминах полного импульса пары (1,2)  $\mathbf{p} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$  и относительного импульса  $\mathbf{q} = (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)/2$

$$n_2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = \hat{n}_2(\mathbf{p}, \mathbf{q}) \quad (1)$$

Очевидно, что  $n(\mathbf{p}) = \int \hat{n}_2(\mathbf{p}, \mathbf{q}) d^3q$  представляет собой импульсное распределение ядра-фрагмента при развале ядра с двухнейтронным гало ( $^{11}Li, ^6He, ^{14}Be$  и т.д.). Будем полагать, что процесс передачи двух нейтронов из гало ядра  $^{11}Li$  к ядру урана-238 может быть исследован методами теории прямых ядерных реакций. Дисперсионный подход в рамках этой теории [8] позволяет наиболее эффективно построить картину протекания ядерной реакции. Интересующий нас процесс передачи двух нейтронов (как одновременный, так и протекающий в две стадии) требует для своего описания использования фейнмановской диаграммы с одной внутренней петлей. Типичная диаграмма такого класса изображена на рис. 1.

Вершина 1 для  $a \rightarrow b + c_1 + c_2$  зависит от импульсов участвующих в этом распаде частиц. Несмотря на то, что  $\mathbf{p}_a = \mathbf{p}_b + \mathbf{p}_{c1} + \mathbf{p}_{c2}$  и импульс  $\mathbf{p}_b$  определен в эксперименте, один из импульсов  $\mathbf{p}_{ci}$  остается свободным и по нему выполняется интегрирование. Однако, если вершинная функция "1" представляет собой острую функцию с максимумом вблизи  $\mathbf{p}_{c1} = \mathbf{p}_{c2}$  (т.е.  $\mathbf{q} \approx 0$ ), то это интегрирование удастся выполнить аналитически, и "стянутая" четырехугольная диаграмма (рис. 1) превращается в полюсную (рис. 2).

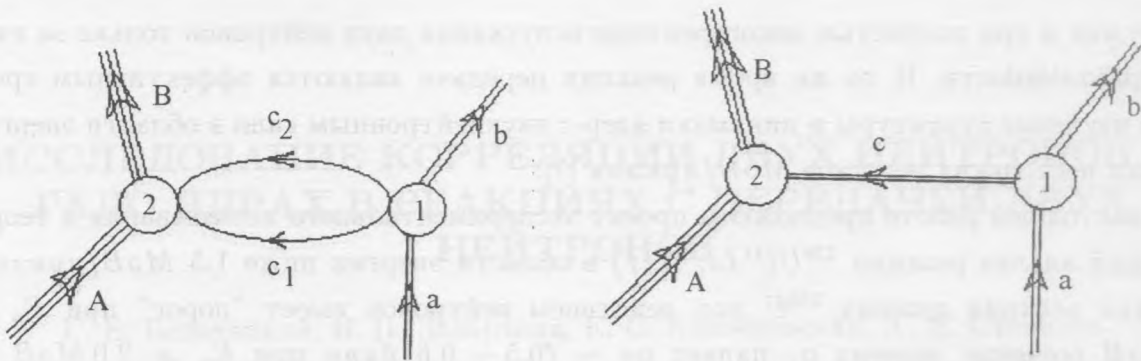


Рис. 1. Диаграмма двухнуклонной передачи в реакции  $A + a \rightarrow A + b + c_1 + c_2 \rightarrow B + b$ .

Рис. 2. Полюсная диаграмма передачи двухнейтронного кластера в реакции  $A + a \rightarrow A + b + c \rightarrow B + b$ .

При этом процесс перехода двух нейтронов рассматривается как передача одного жестко коррелированного кластера – динейтрона ( $2n$ ). Рассмотрим этот механизм применительно к интересующей нас реакции. Тогда  $A = {}^{238}\text{U}$ ,  $B = {}^{240}\text{U}^*$ ,  $a = {}^{11}\text{Li}$ ,  $b = {}^9\text{Li}$ ,  $c = 2n$ ,  $\mathbf{p}_a = \mathbf{p}_b + \mathbf{p}_c$ .

Амплитуда исследуемой реакции  $A + a \rightarrow A + b + c \rightarrow B + b$  в плоско-волновом приближении имеет вид

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

где  $[E_c - \frac{p_c^2}{2m_c} + i\eta]^{-1}$  – пропагатор "ядра"  $c$ ,  $E_c = \frac{p_a^2}{2m_a} - \frac{p_b^2}{2m_b} - \epsilon$  – передаваемая энергия,  $\mathbf{p}_c = \mathbf{p}_a - \mathbf{p}_b$  – передаваемый импульс,  $\epsilon = m_b + m_c - m_a$  – энергия связи. Известно, что

$$M_{a,bc}(\mathbf{p}_c) = - \left( \frac{p_c^2}{2\mu_{bc}} + \epsilon \right) \int d^3R \cdot I_{abc}(\mathbf{R}) \cdot e^{-i\mathbf{p}_c \mathbf{R}}, \quad (3)$$

где  $I_{abc}(\mathbf{R})$  – 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

$$M_{a,bc}(\mathbf{p}_c) = - \left( \frac{p_c^2}{2\mu_{bc}} + \epsilon \right) \cdot G(\mathbf{p}_c), \quad (4)$$

где  $G(\mathbf{p}_c)$  – форм-фактор ядра  ${}^{11}\text{Li}$  или волновая функция относительного движения фрагментов  $b$  и  $c$ , записанная в импульсном представлении.

Дифференциальное сечение реакции  $A + a + b + c + b$  имеет вид

$$\left( \frac{d^2\sigma}{dE_b \cdot d\Omega_b} \right)^{PW} = K \cdot \int_B |M_{Bb, Aa}^{PW}|^2 \delta(E_c - (W_B - W_A)) \quad (5)$$

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

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

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dE_b \cdot d\Omega_b} &\sim |G(\mathbf{p}_c)|^2 \cdot \int_B |M_{B, Ac}|^2 \delta(E_c - (W_B - W_A)) \frac{\Gamma_f}{\Gamma_t} \quad (6) \\ &\sim |G(\mathbf{p}_c)|^2 \frac{p_c}{m_c} \sigma_A^{abs}(p_c, E_c) \frac{\Gamma_f}{\Gamma_t} \end{aligned}$$

Здесь  $\sigma_A^{abs}(p_c, E_c)$  – полное сечение поглощения (вне массовой поверхности) ядра  $c$ , падающего на ядро мишень  $A$ , а  $\Gamma_f, \Gamma_t$  – ширина деления и полная ширина, соответственно. Итак, дифференциальное сечение реакции  $A + a + b$  по энергии и углу ядра-фрагмента  ${}^9Li$  в предположении о передаче жестко коррелированного кластера – динейтрона определяется двумя факторами:

- распределением по импульсу ядра  ${}^9Li$  в гало ядре  ${}^{11}Li$  (или распределением по импульсу динейтрона в ядре  ${}^{11}Li$ ) –  $|G(\mathbf{p}_c)|^2 \propto \hat{n}_2(\mathbf{p}_c)$ , и
- сечением (вне массовой поверхности) захвата двух нейтронов ядром  ${}^{238}U$ , который приводит к делению составного ядра  ${}^{240}U$  –  $\sigma_A^{abs}(p_c, E_c)$ .

Первый фактор может быть извлечен из данных независимых экспериментов по развалу соответствующего гало-ядра. Второй фактор можно извлечь из анализа данных делительного эксперимента на пучке ядер трития, т.е. реакции  ${}^{238}U(t, f)$  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 (взаимодействие в конечном состоянии) 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  ${}^{11}Li$  и  $t$ .

Вместе с тем, наша упрощенная модель не учитывает взаимодействие ядер  ${}^{11}Li$  и  ${}^{238}U$  в начальном состоянии и ускорение ядра  ${}^9Li$  в кулоновском поле ядра  ${}^{240}U$ . Эффекты действия оптического потенциала до и после развала гало ядра можно учесть

в рамках DWBA, используя обширные экспериментальные исследования импульсных распределений ядра-фрагмента  ${}^9\text{Li}$ .

Итак, в рамках предложенной модели передачи dineйтрона дифференциальное сечение реакции  ${}^{238}\text{U}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}f)$  по углу и энергии ядер-фрагментов  ${}^9\text{Li}$  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 невелик, поскольку после отрыва одного из нейтронов образуется нестабильное по отношению к испусканию нейтрона ядро  ${}^{10}\text{Li}$  с характерным временем жизни  $\sim (1 - 3)10^{-21}$  сек [9]. За это время ядро  ${}^{10}\text{Li}$  удаляется от области взаимодействия на расстояние  $\geq 10$  ф.м, и поэтому поглощение двух нейтронов в результате такого двухступенчатого процесса представляется маловероятным.

Более тщательный анализ данных предложенного эксперимента в области энергии  $\leq 1$  МэВ/нуклон потребует привлечения других механизмов взаимодействия  ${}^{11}\text{Li} + {}^{238}\text{U}$ , сопровождающегося передачей двух нейтронов. Эксперимент может быть расширен за счет использования пучков других ядер с двухнейтронным гало ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{14}\text{Be}$  и т.д.).

Экспериментальное исследование реакции  ${}^{238}\text{U}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}f)$  должно быть проведено в интервале энергий  $0.5 \leq E_{lab} \leq 2$  МэВ/нуклон. Одновременно следует провести эксперимент на пучке ионов трития -  ${}^{238}\text{U}(t, pf)$  в соответствующем интервале энергий. Для изучения реакции передачи двух нейтронов делящемуся ядру предполагается использовать технику ядерных фотоэмульсий. Будут использованы бесподложечные фотоэмульсии различной чувствительности и толщины. Для увеличения эффективности регистрации осколков деления тяжелые делящиеся ядра вводятся в фотоэмульсию. В этом случае эмульсия является одновременно как мишенью, так и детектором осколков деления и сопутствующего легкого ядра ( ${}^9\text{Li}$  или  $p$ ). В эксперименте планируется измерять угловое и энергетическое распределения  ${}^9\text{Li}(p)$  при условии одновременной регистрации осколков деления.

Количество ядер урана (или другого элемента), введенное в фотоэмульсию, может достигать  $10^{20}$  см $^{-3}$ . Методика обработки фотоэмульсий и измерения следов частиц описаны в работе [10]. В эксперименте имеется возможность использовать эмульсии с толщиной, соответствующей пробегу бомбардирующих частиц данной энергии. В этом слу-

чае фотоэмульсия играет роль дигрейдера входной энергии. Для примера фотоэмульсия толщиной 60 мкм, загруженная ураном и облученная пучком  $^{11}\text{Li}$  с энергией 25 МэВ, позволит одновременно измерять сечение деления в энергетическом интервале от 3 до 25 МэВ.

Реакцию деления, вызванного передачей двух нейтронов, можно отличать от реакции слияния-деления по наличию в первом случае сопутствующей частицы –  $^9\text{Li}$ . События, отвечающие этим каналам реакции, можно разделять также и по углу разлета осколков деления. Так при энергии пучка  $^{11}\text{Li}$  20 МэВ разница в углах разлета может составлять 5 – 7 градусов.

Таким образом, предложенный экспериментальный метод и теоретический анализ реакции  $^{238}\text{U}(^{11}\text{Li}, ^9\text{Li}f)$  позволяют надеяться на получение в этом эксперименте важной информации о нейтрон-нейтронных корреляциях в гало-ядрах.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Tanihata I. et al. Phys. Rev. Lett., **55**, 2676 (1985).
- [2] Tanihata I. J. Phys. G. Nucl. Part. Phys., **22**, 157 (1996).
- [3] Riisager K. Rev. Mod Phys., **66**, 1105 (1994).
- [4] Sackett D. et al. Phys. Rev., **C48**, 118 (1993).
- [5] Shimoura S. et al. Phys. Lett., **B348**, 29 (1995).
- [6] Marques G. M. et al. Phys. Lett., **B476**, 219 (2000).
- [7] Oganesian Yu. Ts. et al. Phys. Rev. Lett., **82**, 4996 (1999); Phys. Rev., **C60**, 044605 (1999).
- [8] Шапиро И. С. Теория прямых ядерных реакций. Госатомиздат, 1963; ЖЭТФ, **41**, 1616 (1961); Nucl. Phys., **28**, 353 (1961); Shapiro I. S., Kolybasov V. M., Nucl. Phys., **61**, 353 (1965).
- [9] Aoyoma S. et al. Phys. Lett., **B414**, 13 (1997).
- [10] Belovitskii G. E. et al. Sov. J. Nucl. Phys., **55**, 1285 (1992).