

## Тестовый эксперимент по определению временного распределения фона между импульсами ускорителя ММФ на канале РАДЭКС

М.В. Мордовской,<sup>1,\*</sup> А.А. Каспаров,<sup>1</sup> В.М. Скоркин,<sup>1</sup> И.В. Суркова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерных исследований Российской академии наук

Россия 117312, Москва, В-312, проспект 60-летия Октября, 7а

(Поступила в редакцию 08.06.2023; после доработки 09.06.2023; принята к публикации 15.06.2023)

На нейтронном канале ММФ ИЯИ РАН предлагается проведение экспериментов по изучению кластерных структур в легких ядрах, в частности  $\alpha - 4n - \alpha$  и  ${}^8\text{Be} - 4n$  в высоковозбужденном состоянии  ${}^{12}\text{Be}^*$ . Это предполагает регистрацию заряженных частиц от  $\beta$ -распада  ${}^{12}\text{Be}^*$  при его образовании в реакции  $n+{}^{13}\text{C}$  в промежутках между импульсами каскадных нейтронов. В работе приводятся первые результаты эксперимента по изучению спектров и временных распределений фоновых  $\gamma$ -квантов и нейтронов между импульсами ускорителя при использовании пучка протонов частотой 50 Гц и длительностью 0.3 мкс.

PACS: 29.90.+g, УДК: 539.1

Ключевые слова: кластерная структура, легкие ядра, линейный ускоритель, нейтронный источник, вольфрамовая мишень, гамма-квант, нейтрон, каскадные нейтроны, быстрые нейтроны, медленные нейтроны, временные спектры, сцинтилляционный детектор, фоновая активность.

[5pt] DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2340203](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2340203)

### ВВЕДЕНИЕ

Изучение характеристик кластерного распада возбужденных состояний легких ядер чрезвычайно важно для исследования механизма ядерных реакций и структуры ядер [1]. Имеются указания на существование квазимолекулярной кластерной структуры типа  $\alpha - n - \alpha$  и  $\alpha - 4n - \alpha$  в возбужденных состояниях изотопов бериллия [2]. Предложено проведение исследования процессов образования и распада таких кластерных структур ядер  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{Be}$  на каскадных нейтронах импульсного источника РАДЭКС ИЯИ РАН [3]. С этой целью было проведено кинематическое моделирование реакции  ${}^{13}\text{C}(n, 2p){}^{12}\text{Be}$  с возбуждением кластерных состояний при энергии 40–150 МэВ и предложены методы измерения их характеристик на импульсном источнике нейтронов [4]. Необходимо проведение тестовых измерений уровня фона, его состава и распределения во времени в интервалах между нейтронными импульсами. Образование и распад кластерных состояний в реакции  ${}^{13}\text{C}(n, 2p){}^{12}\text{Be}$  сопровождается вылетом протонов, нейтронов,  $\gamma$ -квантов,  $\beta$ - и  $\alpha$ -частиц. Вблизи порога реакции ( $\approx 40$  МэВ) образуются основное или низколежащее возбужденное (3–4 МэВ) состояния  ${}^{12}\text{Be}$  с последующим  $\beta$ -распадом ( $\approx 20$  мс) на ядра  ${}^{10}\text{Be}$ ,  ${}^{11}\text{B}$  и нейтроны. При энергии 60–100 МэВ возбуждаются состояния типа  ${}^6\text{H}$ - ${}^6\text{He}$  и  $\alpha$ - ${}^8\text{He}$ , которые испытывают  $\alpha$ -кластерный распад. Для тестовых измерений на каскадных и испарительных нейтронах импульсного источника РАДЭКС предлагаются реакции с образованием короткожи-

вущих ( $\leq 20$  мс) изотопов бериллия, бора и  ${}^{24m}\text{Na}$  с регистрацией  $p$ ,  $n$ ,  $\gamma$ -квантов,  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц:  ${}^9\text{Be}(n, 2n){}^8\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}(n, p){}^{12}\text{B}$ ,  ${}^{12}\text{C}(n, n \alpha){}^8\text{Be}$ ,  ${}^{13}\text{C}(n, p){}^{13}\text{B}$ ,  ${}^{15}\text{N}(n, \alpha){}^{12}\text{B}$ ,  ${}^{27}\text{Al}(n, \alpha){}^{24m}\text{Na}$ . Сечения этих реакций при энергии нейтронов  $\approx 14$  МэВ составляют 0.1–0.2 бн. Регистрация в совпадении протонов,  $\alpha$ -частиц, нейтронов и продуктов распада возбужденных состояний ядер позволят существенно подавить фон и исследовать предлагаемые реакции. Для определения возможности таких измерений необходимо знание уровней, источников и распределений фонов на предполагаемой экспериментальной установке. В частности, для регистрации распадов долгоживущих состояний необходимо знание о временных распределениях фонов в промежутках между импульсами нейтронного источника.

### 1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ

Измерения проводились на импульсном пучке нейтронов установки РАДЭКС ИЯИ РАН. Нейтроны генерируются в spallation-процессе на вольфрамовой мишени с водяным охлаждением протонным пучком (возможные параметры пучка: длительность 0.3–200 мкс, частота 1–100 Гц, средний ток 1–100 мкА). После водяного замедлителя (3 см) нейтроны направляются в три горизонтальных и один вертикальный выводные каналы. Центральный горизонтальный канал, на котором проводились измерения, позволяет получать каскадные и испарительные нейтроны с энергиями 1–300 МэВ.

На рис. 1, а показан расчетный спектр каскадных нейтронов на экспериментальной мишени (10 м от источника — W-мишени) при среднем токе пучка

\* E-mail: [mvmordovsk@mail.ru](mailto:mvmordovsk@mail.ru)

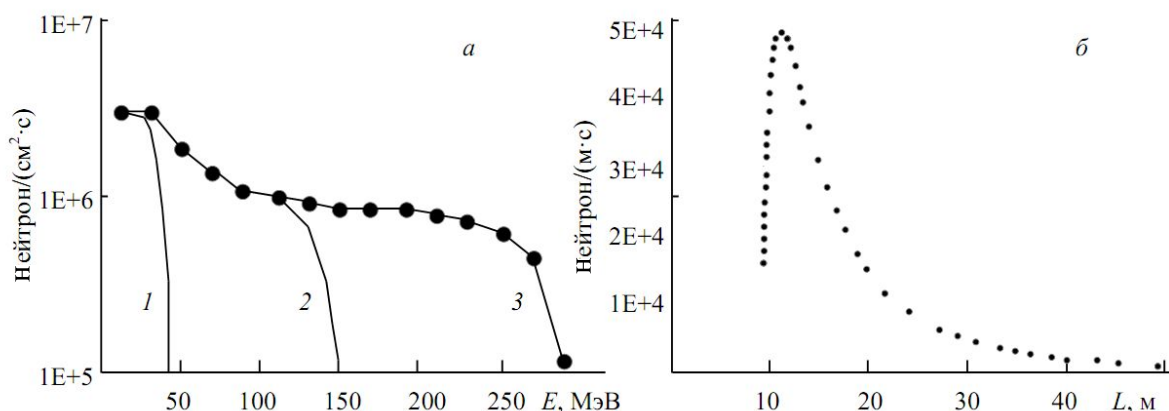


Рис. 1. *a* — Плотность потока каскадных нейтронов на расстоянии 10 м от W-мишени установки РАДЭКС при среднем токе пучка протонов линейного ускорителя 50 мкА для различной энергии протонов: 1 — поток нейтронов при энергии протонов 45 МэВ; 2 — поток нейтронов при энергии протонов 160 МэВ; 3 — поток нейтронов при энергии протонов 300 МэВ; *б* — интенсивность рассеянных 1 м трубы нейтронновода для нейтронов с энергией  $\geq 10$  МэВ в зависимости от расстояния до W-мишени

протонов линейного ускорителя 50 мкА и различной энергии протонов [5]. Выбирая первоначальную энергию пучка протонов, можно определить оптимальные экспериментальные условия для исследования реакции  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}^*$  при различной энергии каскадных нейтронов. По мере прохождения пучка по каналу нейтронновода происходит рассеяние и поглощение нейтронов в материалах канала (в основном в стальных трубах, уложенных в бетонных блоках). Максимальный фон рассеянных нейтронов по расчетам проявляется на расстоянии от 10 до 15 м от нейтронного источника (рис. 1, б). Поэтому детектирующую систему для регистрации частиц от исследуемой реакции  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}^*$  желательно устанавливать на расстоянии либо меньше 10 м, либо больше 20 м от источника.

Расчетный нейтронный поток из W-мишени (7 см) в выбранный экспериментальный канал импульсного источника для пучка протонов с энергией 300 МэВ и интенсивностью 100 мкА составляет для каскадных нейтронов в направлении вперед —  $5.3 \times 10^{13} \text{ с}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$ , который распределяется следующим образом: (10–100) МэВ =  $3.1 \times 10^{13}$ ; (100–200) МэВ =  $10^{13}$ ; (0.2–10) МэВ =  $3 \times 10^{13}$ ; (1–200) кэВ =  $10^{13}$ ;  $E_n < 1$  кэВ =  $10^{10}$ . Эти потоки являются основными источниками импульсного фона в экспериментальной зоне [5]. Кроме того, дополнительными источниками фона служат гамма-кванты от процессов захвата и рассеяния нейтронов на оборудовании соседних пролетных каналов и экспериментальных установок.

Одна из возможных экспериментальных зон установки детекторов располагается на участке 10–12 м от источника нейтронов. Временные распределения для нейтронов импульсного источника с учетом времени пролета в этой зоне следующие: каскадные ( $> 15$  МэВ)  $< 0.2$  мкс; время пролёта максимума интенсивности ( $\approx 500$  кэВ) испарительных нейтронов (промежуточных, быстрых с энергией от 1 кэВ до

14.5 МэВ)  $< 2$  мкс. То есть эти распределения в основном меньше длительности пучка, что исключает прямой фоновый вклад от этих процессов в интересующий временной интервал от нескольких микросекунд до десятков миллисекунд от начала нейтронного импульса.

Медленные нейтроны активируют экспериментальное оборудование за счёт фотозахватной реакции и дают основные вклады в фон в районе 1 мс от начала импульса для резонансных нейтронов и до  $\sim 5$  мс для тепловых.

При облучении алюминийсодержащего оборудования возможно образование активационного фона в реакциях  $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$  (период полураспада 9.5 мин) с порогом 1.8 МэВ и сечением 4–74 мб и  $^{27}\text{Al}(n, 2n)^{26\text{m}}\text{Al}$  (6.4 с) с порогом 13 МэВ и сечением 7 мб. Кроме того, возможно образование короткоживущих изотопов, которые могут давать фоновый вклад в промежутке между импульсами пучка (от 20 мс при частоте пучка 50 Гц до 1 с при 1 Гц):  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24\text{m}}\text{Na}$  (20 мс) и  $^{27}\text{Al}(n, 5n)^{23}\text{Al}$  (0.47 с). При облучении стальных стенок нейтронновода каскадные нейтроны активируют ядра железа ( $^{54}\text{Fe}$ ) и могут создавать короткоживущий фоновый радионуклид  $^{51}\text{Fe}$  (0.25 с).

Каскадные и быстрые нейтроны могут вызывать активацию воздуха вокруг детекторов. Активация изотопов азота  $^{14}\text{N}$  (99.6%),  $^{15}\text{N}$  (0.4%) в реакциях  $^{14}\text{N}(n, 2p)^{13}\text{B}$  (19 мс),  $^{15}\text{N}(n, \alpha)^{12}\text{B}$  (20 мс) с порогом 7 МэВ (18 мб) создаёт короткоживущие  $\beta$ -распадные радионуклиды. В результате реакций на углероде  $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$  (20 мс) с порогом 14 МэВ (0.2 мб) и  $^{13}\text{C}(n, p)^{13}\text{B}$  (19 мс) с порогом 13 МэВ образуются короткоживущие радионуклиды. В реакции на изотопах кислорода  $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$  (7.1 с) с порогом 3 МэВ (41 мб) и  $^{18}\text{O}(n, p)^{18}\text{N}$  (0.6 с) образуются быстро распадающиеся радионуклиды.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Параметры пучка ускорителя в этом сеансе составляли: длительность  $\approx 0.3$  мкс, частота следования 50 Гц при импульсном токе ускорителя 8 мА и энергии протонов 267 МэВ. Время работы ускорителя с другими параметрами пучка (1 Гц, 25 Гц и большей длительности пучка) было незначительным, поэтому приводятся только данные для временного интервала между импульсами ускорителя 20 мс.

В эксперименте использовались три детектора на сцинтилляционных кристаллах (рис. 2), установленные на расстоянии 12 м от нейтронного источника (W-мишени). Детекторы  $D_1$  и  $D_2$  установлены в пределах размера пучка на расстоянии 5 см от оси,  $D_3$  — вне пучка, на расстоянии 25 см от оси пучка. Детекторы  $D_2$  и  $D_3$  изготовлены на основе кристаллов ВГО размерами  $\varnothing 5$ , высотой 5 см,  $D_1$  — на жидком сцинтилляторе EJ301  $\varnothing 5$  и высотой 5 см.  $D_2$  и  $D_3$  эффективно регистрировали гамма-кванты. Для выделения нейтронных событий сигналы детектора  $D_1$  обрабатывались по методу PSD — разделения по форме импульса. Калибровка детекторов и оценка эффективности регистрации проводилась по образцовым гамма-источникам.

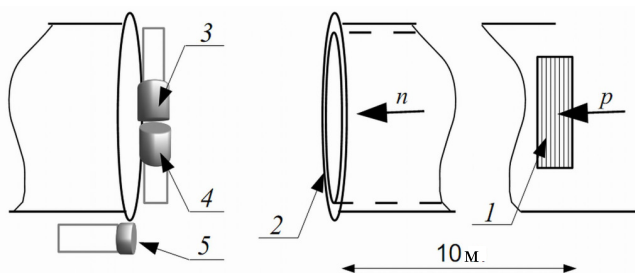


Рис. 2. Экспериментальная установка: 1 — вольфрамовая мишень-поглотитель протонного пучка, 2 — вакуумный канал, 3 и 5 — сцинтилляционные детекторы  $D_{2,3}$  на основе сцинтиллятора ВГО, 4 — детектор  $D_1$  на основе EJ301

Амплитуды и времена прихода сигналов синхроимпульса ускорителя и детекторов оцифровывались сигнальными процессорами CAEN DT5720 (шаг оцифровки 4 нс) в режиме реального времени, циклы записи по  $\approx 30$  минут. Для оценки вкладов нейтронов и гамма-квантов во временные спектры в отдельных выделенных интервалах производилась запись форм сигналов детектора  $D_1$  на процессоре CAEN DT5742 (шаг 0.2 нс).

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 3, а приводится измеренное временное распределение сигналов для центрального детектора  $D_2$  (ВГО). Отметке времени «0» соответствует положение синхроимпульса ускорителя протонов. Через 200 мкс регистрируются сигналы, сопровождающие облучение W-мишени пучком протонов

длительностью 0.3 мкс (вызванные как гамма-квантами, так и быстрыми нейтронами). Провал в счетности после импульсного пучка обусловлен значительной перегрузкой сцинтилляционного детектора. На результаты исследования это не влияет, т.к. интересующая нас область в спектре лежит значительно дальше по времени, а для сравнения показаний детекторов в различных временных интервалах при различных настройках пучка использовались значения измеряемого тока протонов. Полное восстановление работы детектора происходит примерно через 100 мкс.

Условно можно выделить в спектре следующие области: 1 — непосредственно импульсный пучок  $\approx 0.3$  мкс. На 2-м участке (область до 4 мс) временной спектр обусловлен вкладом нейтронов и гамма-квантов от рассеяния каскадных и испарительных нейтронов на всем нейтроноводе (10 м участок от источника нейтронов), соотношение счета нейтронов и гамма-квантов (для детектора  $D_1$ ) примерно 1 к 30. Счет детекторов  $D_2$  и  $D_3$  соотносится как 12/1. Видимый набор резонансных пиков на этом участке сохраняется при любых параметрах пучка; 3-й участок — широкий пик 100–5 мЭВ с максимумом при 25 мЭВ.

Для участков 3 и 4 выделять вклад нейтронов по форме импульса в детекторе  $D_1$  не удается. Регистрация нейтронов таких энергий требует детектора уже другого типа.

На рис. 3, б показана зависимость амплитуд регистрируемых сигналов для центрального детектора  $D_2$  (ВГО) от времени, прошедшего после синхроимпульса. Кроме двух участков, основная часть сигналов не превышает величины, соответствующей энергии 0.5 МэВ по гамма-квантам. Количество событий с большими амплитудами значительно при нейтронном импульсе, и затем следующая область увеличения количества событий с повышенными амплитудами соответствует области захвата медленных нейтронов ( $\approx 5$  мс), который может сопровождаться генерацией гамма-квантов больших энергий.

Таким образом, значительный вклад в важный для измерений периодов распада участок времени 0.4–20 мс (см. рис. 3, а) вносят тепловые нейтроны. Вклад в спектры таких участков для детекторов  $D_2$  и  $D_3$  примерно одинаков, поэтому предположительно это результат захвата нейтронов на стенках ближней части нейтроновода.

На 4-м участке видны слабые пики при 10 мс и 17 мс, которые могут быть обусловлены обратным рассеянием быстрых и медленных нейтронов конструкцией нейтроновода, стенками защиты на 10 и 20 м от источника, а также потоками из ловушки пучка нейтронов, установленной на 50 м в конце экспериментального зала.

Можно считать, что подавляющий вклад в интересующую нас временную область дает захват тепловых нейтронов на железе нейтроновода на выводном участке канала. Предполагается снижение этого вклада установкой графитовых коллиматоров.

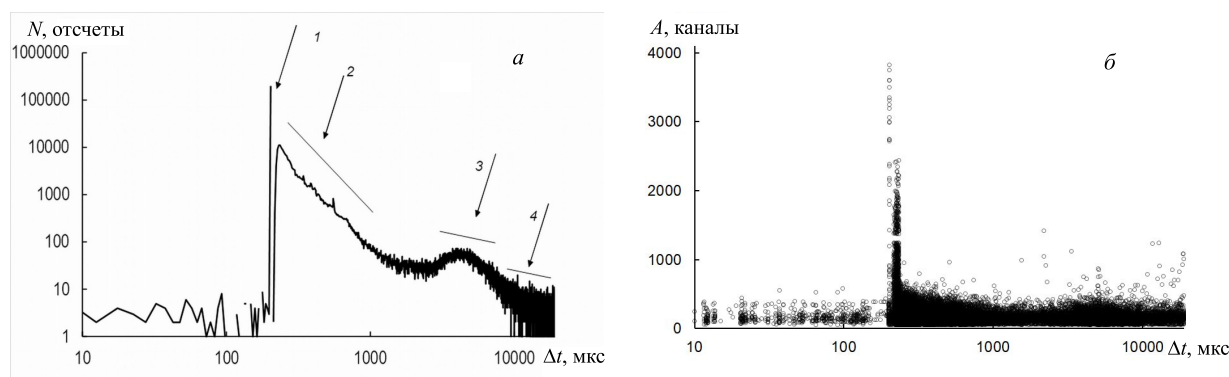


Рис. 3. *a* — Временное распределение регистрируемых сигналов для детектора  $D_2$  при частоте пучка 50 Гц; по оси  $x$  — время, отсчитываемое от синхроимпульса ускорителя, по оси  $y$  — количество зарегистрированных событий; время набора 60 мин.; пояснение выделения интервалов 1–4 в тексте; *б* — временное распределение амплитуд регистрируемых сигналов детектором  $D_2$ ; пучок 50 Гц; по оси  $x$  — время, отсчитываемое от синхроимпульса ускорителя, по оси  $y$  — номер канала амплитудного анализатора; 1000 канал соответствует примерно 3 МэВ по энергии гамма-кванта

По 4-му участку можно оценить величину фонового счета для планирования экспериментов с регистрацией частиц от распадов с временами порядка миллисекунд. Например, на участке в 100 мкс перед новым синхроимпульсом при среднем импульсном токе фон в пересчете на среднее время составляет  $100 \text{ имп.}\cdot\text{с}^{-1}$  для детектора  $D_2$ . Измерения для короткого цикла работы ускорителя на частоте 25 Гц (с теми же примерно током и длительностью) показывают, что такой же пересчет для цикла в 40 мс дает величину около  $70 \text{ имп.}\cdot\text{с}^{-1}$ . Измерений при частоте 1 Гц не производилось.

Оцененный уровень фона порядка  $50\text{--}100 \text{ имп.}\cdot\text{с}^{-1}$  относится к событиям, вызванным гамма-квантами и нейтронами. Использование детектора заряженных частиц должно позволить регистрировать  $\beta$ -частицы от предлагаемых распадов на таком фоне даже при невысоких выходах этих частиц.

Предлагается следующая схема предварительных экспериментов: для исследования процесса образования  $^{12}\text{Be}$  в основном или низковозбужденном состоянии в  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}$  как тестовую можно использовать близкую по кинематике реакцию на воздухе  $^{14}\text{N}(n, 2p)^{13}\text{B}$ . В обеих реакциях образуются  $\beta$ -нестабильные изотопы бериллия и бора с близкими периодами полураспада около 20 мс. При импульсном потоке каскадных нейтронов в  $300 \text{ нейтронов}\cdot\text{см}^{-2}$  за 1 импульс длительностью 0.3 мкс с сечением 1 мб на пороге реакций ( $\sim 40 \text{ МэВ}$ ) в воздушной камере емкостью 1 л может образоваться 0.01 атомов  $^{13}\text{B}$  и затем могут образоваться и быть зарегистрированными в интервале времени 5–20 мс  $0.005 \beta$ -частиц. Скорость счета при этом может быть до  $0.25 \text{ с}^{-1}$  или  $15 \text{ имп.}\cdot\text{мин}^{-1}$ . Предполагается регистрация с помощью радиометра МКС 01Р при введении управления путем блокировки времени измерения в интервале 0–5 мс через антисовпадение с синхроимпульсом ускорителя и с регистрацией двух протонов. Аналогично при

использовании 1-литровой камеры с  $\text{CO}_2$  в реакции перезарядки  $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$  с сечением 0.2 бн (14.5 МэВ) за 1 импульс может образоваться один атом  $^{13}\text{B}$  с периодом полураспада  $T_{1/2} = 20 \text{ мс}$ . При регистрации  $\beta$ -частиц можно получить скорость счета до  $25 \text{ с}^{-1}$ . Предполагается, что условие регистрации совпадения протона и  $\beta$ -частицы в определенном интервале времени должно значительно выделить исследуемую реакцию над фонами. Возможно проведение измерений по определению временного распределения только фоновых  $\beta$ -частиц. Такие измерения потребуют значительно меньше затрат и при положительном результате дадут основание для создания полнофункциональной установки для изучения предложенной реакции. Из-за достаточно больших периодов полураспада ядер в предлагаемых реакциях в любом варианте дальнейших экспериментов желателен переход на режим работы ускорителя с частотой пучка 1 Гц.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В районе предполагаемой установки мишени для исследования реакции  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}$  с помощью сцинтилляционных детекторов были измерены гамма- и нейтронный фон. Определены основные источники фона, влияющие на измерения как при регистрации заряженных частиц от захвата нейтронов, так и при последующей регистрации частиц от распада конечных продуктов реакции. Определены зависимости уровня фона в определенных временных интервалах циклов ускорителя от параметров пучка. Измеренный уровень фона и анализ возможных тестовых реакций позволяют считать целесообразным продолжение экспериментов для отработки методики по изучению образования и распада кластерных состояний в предложенной реакции на нейтронном канале ММФ ИЯИ РАН.

- [1] Kanada-En'yo Y., Ogata K. // *Phys. Rev. C.* **100**. 064616. (2019).
- [2] Kelley J.H., Purcell J.E., Sheu C.G. // *Nucl. Phys. A.* **968**. 71. (2017).
- [3] Kasparov A.A., Mordovskoy M.V., Skorkin V.M. LXXI Int. conference «NUCLEUS-2021». Book of Abstracts. St. Petersburg: VVM, 2021. P. 317. <https://indico.cern.ch/event/1012633/attachments/>
- [4] Каспаров А.А., Мордовской М.В., Скоркин В.М. // *Изв. РАН. Сер. физ.* **86**, № 9. 1328. (2022). Kasparov A.A., Mordovskoy M.V., Skorkin V.M. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **86**, N 9. 1099. (2022).
- [5] Бенецкий Б.А., Вахетов Ф.З., Грачёв М.И. и др. Программа экспериментальных исследований на установке РАДЭКС. Препринт ИЯИ 1058/2001. М.: ИЯИ РАН, 2001.

## Test experiment to determine the time distribution of the background between MMF accelerator pulses on the RADEX channel

M.V. Mordovskoy<sup>a</sup>, A.A. Kasparov, V.V. Skorkin, I.V. Surkova

*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences. Moscow, 117312 Russia*

*E-mail: <sup>a</sup>mvmordovsk@mail.ru*

The authors offer works using the MMF INR RAS neutron channel to study the cluster structures in light nuclei, in particular,  $\alpha$ - $4n$ - $\alpha$  and  ${}^8\text{Be}$ - $4n$  in the highly excited state  ${}^{12}\text{Be}^*$ . This needs the registration of charged particles from the  ${}^{12}\text{Be}^*$   $\beta$ -decay during its formation in the  $n + {}^{13}\text{C}$  reaction in the intervals between cascade neutron pulses. The paper presents the first results of an experiment on measuring the spectra and time distributions of gamma-quanta and neutrons using a proton beam of 50 Hz and a duration of 0.3  $\mu\text{s}$ .

PACS: 29.90.+r.

*Keywords:* cluster structure, light nuclei, linear accelerator, neutron source, tungsten target, gamma-quantum, neutron, cascade neutrons, fast neutrons, slow neutrons, time spectra, scintillation detector, background activity.

*Received 18 June 2023.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin.* 2023. **78**, No. 4. Pp. 465-469.

### Сведения об авторах

- Мордовской Михаил Вадимович — канд. физ.-мат. наук, вед. научн. сотр.; тел.: (499) 135-40-28; e-mail: [mvmordovsk@mail.ru](mailto:mvmordovsk@mail.ru).
- Каспаров Александр Александрович — канд. физ.-мат. наук, научн. сотр., зав. Лабораторией атомного ядра; e-mail: [kasparov200191@gmail.com](mailto:kasparov200191@gmail.com).
- Скоркин Владимир Михайлович — канд. физ.-мат. наук, ст. научн. сотр.; e-mail: [skorkin@inr.ru](mailto:skorkin@inr.ru).
- Суркова Инна Владимировна — канд. физ.-мат. наук, ст. научн. сотр.; e-mail: [ivsurkova@list.ru](mailto:ivsurkova@list.ru).