

ОБЛУЧЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ, ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ И μ -МЕЗОНАМИ

© 2015 г. Д. А. Артеменков^{1)*}, В. Баднова¹⁾, А. А. Зайцев^{1),2)}, П. И. Зарубин¹⁾, И. Г. Зарубина¹⁾, Р. Р. Каттабеков^{1),3)}, К. З. Маматкулов^{1),4)}, В. В. Русакова¹⁾

Поступила в редакцию 29.12.2014 г.

Представлен физический анализ облучений опытных образцов ядерной эмульсии (ЯЭ). В ЯЭ, обогащенной бором, изучались угловые и энергетические корреляции продуктов реакции, вызванной тепловыми нейтронами, $n_{th} + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^7\text{Li} + (\gamma) + \alpha$. ЯЭ была облучена ионами ${}^{86}\text{Kr}^{+17}$ и ${}^{124}\text{Xe}^{+26}$ с энергией около 1.2 А МэВ. Измерения пробегов в ЯЭ тяжелых ионов позволяют определить их значения энергии на основе модели SRIM. В облучении ЯЭ ультрарелятивистскими μ -мезонами наблюдается образование ядерных звезд с большой множественностью. Кинематические характеристики событий расщепления μ -мезонами ядер углерода на три α -частицы, изученные в этом облучении ЯЭ, указывают на ядерно-дифракционный механизм взаимодействия.

DOI: 10.7868/S0044002715060021

ВВЕДЕНИЕ

Обладая превосходной чувствительностью и пространственным разрешением, ядерная эмульсия (ЯЭ) сохраняет позиции универсального и недорогого детектора для обзорных и поисковых исследований в физике микромира. Использование этой классической методики на пучках современных ускорителей и реакторов оказывается весьма продуктивным. В ряде важных задач полнота наблюдений, обеспечиваемая в ЯЭ, остается недостижимой для электронных методов детектирования. В частности, в прошедшее десятилетие исследована кластеризация целого семейства легких ядер, в том числе радиоактивных, в процессах диссоциации релятивистских ядер в ЯЭ [1–4]. В области низких энергий недавно выполнен анализ распадов ядер ${}^8\text{He}$, имплантированных в ЯЭ [5], и 3α -развалов ядер ${}^{12}\text{C}$ термоядерными нейтронами [6].

В настоящее время возникает новый круг задач калибровки пробегов тяжелых ионов в ЯЭ. Их решение расширит методическую основу для исследования методом ЯЭ новых аспектов физики деления тяжелых ядер. Применение автоматических

микроскопов позволяет на новом уровне подойти к применению ЯЭ. Новый горизонт открывает разработка ЯЭ с субмикронным разрешением для поиска гипотетических частиц темной материи по следам ядер отдачи. Таким образом, возвращение метода ЯЭ в практику ядерного эксперимента на современном уровне открывает новые возможности для решения широкого круга задач. Будущее метода ЯЭ недавно обсуждалось на тематическом совещании [7].

В рамках проекта БЕККЕРЕЛЬ [8] проводятся облучения опытных образцов ЯЭ, произведенных цехом МИКРОН, входящим в состав ОАО “Компания Славич” [9]. Образцы создаются путем полива ЯЭ слоями от 50 до 200 мкм на стеклянные подложки. По основным характеристикам данная ЯЭ близка к ЯЭ БР-2 с чувствительностью к релятивистским частицам. Производство ЯЭ БР-2 велось более четырех десятилетий и завершилось около 10 лет назад. Воспроизведенная ЯЭ [9] уже использовалась для спектрометрии α -частиц по пробегу [3, 4].

Опытные облучения направлены, прежде всего, на общий контроль качества и чувствительности ЯЭ к релятивистским частицам, а также на сравнение пробегов ядер медленных сильноионизирующих низких энергий со значениями, вычисляемыми в программе моделирования SRIM [10]. Облучения воспроизведенной ЯЭ на современных пучках ускорителей и реакторов позволяют не только выполнить калибровку пробега-энергии на перспективу, но и сделать физические наблюдения и выводы, имеющие самостоятельную ценность. В

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Смоленский государственный университет, Россия.

³⁾Физико-технический институт АН Республики Узбекистан, Ташкент.

⁴⁾Джизакский педагогический институт, Республика Узбекистан.

* E-mail: artemenkov@lhe.jinr.ru

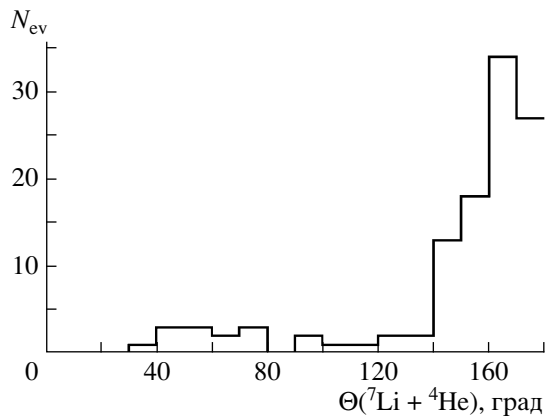


Рис. 1. Распределение по углу разлета $\Theta(^7\text{Li} + ^4\text{He})$ для пар ядер ^7Li и ^4He , образованных тепловыми нейтронами в 112 событиях $n_{\text{th}} + ^{10}\text{B} \rightarrow ^7\text{Li} + (\gamma) + ^4\text{He}$.

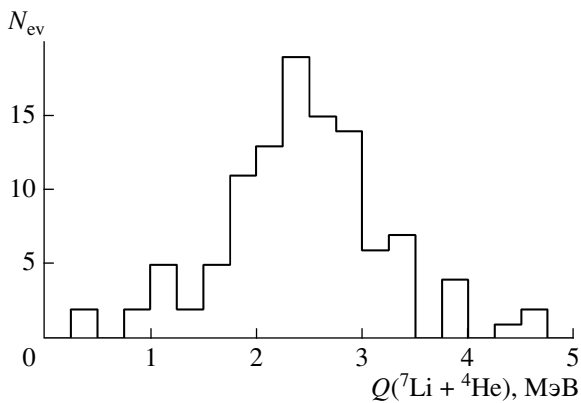


Рис. 2. Распределение по энергии $Q(^7\text{Li} + ^4\text{He})$ для пар ядер ^7Li и ^4He , образованных тепловыми нейтронами в 112 событиях $n_{\text{th}} + ^{10}\text{B} \rightarrow ^7\text{Li} + (\gamma) + ^4\text{He}$.

свою очередь эти облучения стимулируют развитие самого метода ЯЭ, поскольку предоставляют новый материал для развития автоматических микроскопов и ядерно-физического образования. Настоящая работа объединяет результаты анализа недавних облучений ЯЭ тепловыми нейтронами, тяжелыми ионами низких энергий и ультрарелятивистскими μ -мезонами. Столь разнообразные постановки экспериментов, включая работы [3] и [4], связаны с единым методическим использованием новой ЯЭ для координатных измерений следов длиной от нескольких до десятков микрон. Видеоматериалы по взаимодействиям, изучаемым в ЯЭ, доступны на сайте [8].

ОБЛУЧЕНИЕ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Добавление борной кислоты в ЯЭ позволяет решать практические задачи на пучках тепловых

нейтронов (n_{th}) — определять их профили и потоки. Обогащение ЯЭ бором позволяет наблюдать заряженные продукты реакции $n_{\text{th}} + ^{10}\text{B} \rightarrow ^7\text{Li} + (\gamma) + ^4\text{He}$. Эта реакция, дающая выход энергии 2.8 МэВ, с вероятностью около 93% протекает с испусканием γ -кванта с энергией 478 кэВ ядром ^7Li из единственного возбужденного состояния. Образцы ЯЭ, изготовленные с добавлением борной кислоты, были облучены в канале № 1 реактора ИБР-2 ОИЯИ тепловыми нейтронами n_{th} при интенсивности примерно $10^7 n_{\text{th}} \text{ с}^{-1}$ в течение 30 мин.

Выбранная длительность позволила избежать переоблучения и выполнить координатные измерения следов в 112 событиях $^7\text{Li} + ^4\text{He}$ на микроскопе KSM при 90-кратном увеличении объектива. Благодаря отчетливой разнице в ионизации продуктов реакции, координаты ее вершины определяются с точностью 0.5–0.8 мкм. Средняя длина следов ядер Li составила 3.1 ± 0.3 мкм (RMS = 0.8 мкм) при средней толщине 0.73 ± 0.02 мкм (RMS = 0.05 мкм), а для следов ядер ^4He соответственно 5.5 ± 0.5 мкм (RMS = 1.1 мкм) и 0.53 ± 0.01 мкм (RMS = 0.04 мкм). На основе этих измерений получены углы разлета для пар из ядер ^7Li и ^4He (рис. 1). Направления разлета в парах оказываются неколлинеарными, как следствие испускания γ -квантов. Значение среднего угла разлета $\Theta(^7\text{Li} + ^4\text{He})$ составило $148^\circ \pm 14^\circ$ (RMS 35°). В распределении $\Theta(^7\text{Li} + ^4\text{He})$ присутствует несколько событий с $\Theta(^7\text{Li} + ^4\text{He}) < 90^\circ$. Их происхождение может быть связано с неразличимым визуальным рассеянием α -частиц на начальных участках вылета из вершины реакции.

Программа моделирования SRIM позволяет дать оценку кинетической энергии ядер на основе измерения длин следов. Знание энергии и углов эмиссии позволяет получить распределение энергии $Q(^7\text{Li} + ^4\text{He})$ пар ядер ^7Li и ^4He (рис. 2). Переменная Q определяется как разница между инвариантной массой конечной системы M^* и массой распадающегося ядра M : $Q = M^* - M$. Масса M^* определяется как сумма всех произведений 4-импульсов $P_{i,k}$ фрагментов, т.е.

$$M^{*2} = \left(\sum P_j \right)^2 = \sum (P_i \cdot P_k).$$

Ее релятивистски-инвариантный характер позволяет сравнивать единым образом разнородные данные по ядерным реакциям. Среднее значение $Q(^7\text{Li} + ^4\text{He})$, составившее 2.4 ± 0.2 МэВ (RMS = 0.8 МэВ), соответствует ожидаемому с учетом энергии, уносимой γ -квантом.

Распределение по углу $\Theta(\gamma + {}^7\text{Li})$ между направлениями испускания γ -квантов, вычисленными согласно условию сохранения импульса, и направлениями вылета ядер ${}^7\text{Li}$ проявляет явную антикорреляцию в случае ядер ${}^7\text{Li}$ (рис. 3). Оно характеризуется средним значением $\Theta(\gamma + {}^7\text{Li})$, равным $128 \pm 3^\circ$ ($\text{RMS} = 31^\circ$), и коэффициентом асимметрии относительно угла 90° , равным 0.75 ± 0.07 . В случае ядер ${}^4\text{He}$ среднее значение $\Theta(\gamma + {}^4\text{He})$ составило $84^\circ \pm 4^\circ$ ($\text{RMS} = 40^\circ$), а коэффициент асимметрии составил 0.14 ± 0.01 .

Таким образом, α -частичные калибровки на основе распадов ядер ${}^8\text{He}$ [5] и развалов ядер ${}^{12}\text{C}$ [6] дополнены применением на пучках тепловых нейтронов и расширены на ядро ${}^7\text{Li}$. Следующим шагом в этом направлении станут калибровочные измерения на основе реакции $n_{\text{th}} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ в ЯЭ с добавлением бората лития.

ОБЛУЧЕНИЕ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Вызывает интерес применение ЯЭ в физике тройного деления ядер. Спонтанное деление ядер ${}^{252}\text{Cf}$ или деление ${}^{235}\text{U}$, инициированное тепловыми нейтронами, представляется источником поиска молекулярно-подобных ядерных систем. Эмиссия этих фрагментов может оказаться коллинеарной. При распаде трехтельной системы один из тяжелых осколков может увлекать легкий. ЯЭ позволит исследовать корреляции при малых углах фрагментов коллинеарного тройного деления. Предполагается, что ЯЭ будет засвечиваться фрагментами деления путем контакта с пленкой, на которой вполне можно напыление исследуемого изотопа. В настоящее время ведется анализ ЯЭ, облученной источником ${}^{252}\text{Cf}$, дающим в основном α -частицы и с вероятностью 6% осколки спонтанного деления, а также, для сравнения, источником ${}^{241}\text{Am}$, дающим только α -частицы.

Необходимо выполнить калибровку пробегов и оценку углового разрешения для возможно большего разнообразия тяжелых ионов известной энергии, имплантированных в ЯЭ. Энергетическую калибровку важно продвинуть в область ниже значений кулоновского барьера ядерных реакций. Опыт спектрометрии тяжелых ядер по пробегу будет востребован и в поисках гипотетических частиц темной материи.

ЯЭ была облучена ионами ${}^{86}\text{Kr}^{+17}$ и ${}^{124}\text{Xe}^{+26}$, ускоренными до энергии около 1.2 A МэВ на циклотроне ИЦ-100 Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ. Поскольку энергия этих ионов мала, облучение ЯЭ выполнено без светозащитной бумаги. Поэтому закрепление эмульсионных пластин в камере облучения выполнялось при

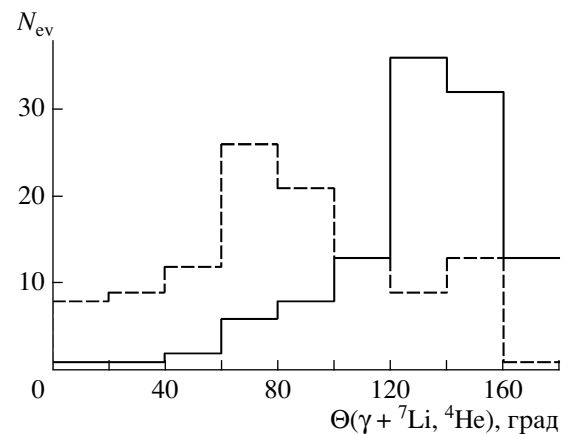


Рис. 3. Распределение по углу $\Theta(\gamma + {}^7\text{Li}, {}^4\text{He})$ между вычисленными направлениями эмиссии γ -квантов и направлениями вылета ядер ${}^7\text{Li}$ (сплошная гистограмма) и ${}^4\text{He}$ (штриховая гистограмма), образованных тепловыми нейтронами в 112 событиях $n_{\text{th}} + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^7\text{Li} + (\gamma) + {}^4\text{He}$.

обыкновенном освещении в фотолаборатории. За 5 с облучения плотность следов составила около $10^5\text{--}10^6$ ядер/см². Эмульсионные слои площадью 9×12 см и толщиной 161 ± 10 мкм для криптона и 119 ± 3 мкм для ксенона устанавливались с наклоном 45° к оси пучка, что обеспечило наблюдение остановок ионов. На рис. 4 приведена макрофотография участка ЯЭ со следами ксенона, выполненная на микроскопе МБИ-9 при 90-кратном увеличении объектива.

Измерения длин треков ионов, остановившихся в слое ЯЭ без рассеяния, выполнялись на микроскопе KSM с 90-кратным увеличением. Средние длины следов без рассеяния для ионов Kr составляют 14.3 ± 0.15 мкм ($\text{RMS} = 0.9$ мкм), а для ионов Xe — 17.5 ± 0.1 мкм ($\text{RMS} = 1.0$ мкм), что близко к значениям, рассчитанным по модели SRIM; для Kr — 18.5 ± 1.3 мкм ($\text{RMS} = 1.3$ мкм) и для Xe — 20.1 ± 2.2 мкм ($\text{RMS} = 1.3$ мкм). На основе сплайн-интерполяции расчета пробега-энергии измерения длин следов ионов позволяют по модели SRIM дать оценку значений их кинетических энергий. Ее среднее значение для Kr составило $0.74 \pm 0.01 \text{ A МэВ}$ ($\text{RMS} = 0.1 \text{ A МэВ}$), а для Xe — $0.92 \pm 0.01 \text{ A МэВ}$ ($\text{RMS} = 0.1 \text{ A МэВ}$). Средние значения, оказавшиеся несколько ниже ожидавшихся величин, указывают на необходимость уточнения параметров моделирования. Средний угол погружения в слой ЯЭ для ионов Kr равен $43.8^\circ \pm 0.6^\circ$ ($\text{RMS} = 4^\circ$), а для ионов Xe — $44.7^\circ \pm 0.6^\circ$ ($\text{RMS} = 4^\circ$), что соответствует углу ориентации пластины с ЯЭ относительно оси пучка.

Многие из первичных треков завершаются искривлениями и “вилками”, являющимися результа-

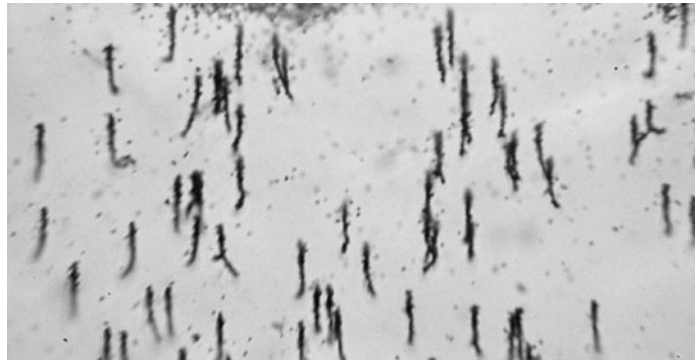


Рис. 4. Макрофотография, выполненная при 90-кратном увеличении, участка ЯЭ со следами остановившихся ионов Хе (вход ионов в эмульсию сверху).

тами рассеяния на ядрах, составляющих ЯЭ. При торможении до рассеяния энергия ионов снижается до величин, на порядок меньших кулоновского барьера. На основе детальных координатных измерений “вилок” предполагается идентифицировать наблюдаемые ядра отдачи и расширить исследование энергетического разрешения до предельно низких значений энергии. Тем самым может быть восстановлена кинематика рассеяния и разрешение ЯЭ подвергнуто новой проверке. Этот аспект важен для будущей калибровки ЯЭ с субмикронным разрешением для поиска частиц темной материи.

ОБЛУЧЕНИЕ μ -МЕЗОНАМИ

Глубокоэластичное рассеяние ультрарелятивистских μ -мезонов является признанным способом изучения партонной структуры нуклонов и ядер. Облучение ЯЭ этими частицами позволяет провести попутное исследование мультифрагментации ядер под действием чисто электромагнитного пробника. Механизмом фрагментации могут служить многофотонные обмены или же переходы виртуальных фотонов в векторные мезоны. ЯЭ была

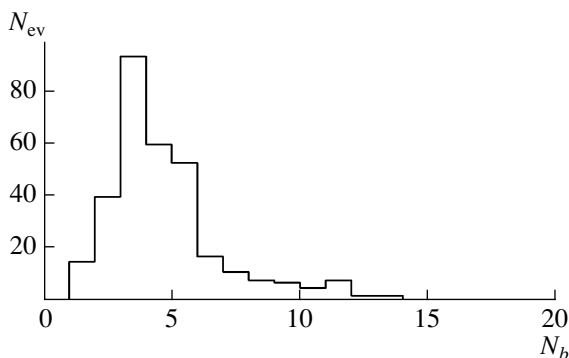


Рис. 5. Распределение ядерных звезд по числу сильноионизирующих b -частиц N_b в ЯЭ, облученной μ -мезонами.

облучена в ЦЕРН μ -мезонами с энергией 160 ГэВ. Ранее такое облучение ЯЭ не проводилось. Целью настоящего облучения было исследование экспериментальных загрузок вблизи оси пучка и предварительные оценки характера взаимодействий μ -мезонов.

Образцы размещались перед мишенью эксперимента COMPASS на расстоянии около 25 см от оси пучка (гало), где интенсивность достигала порядка 10^6 частиц на см^2 в цикл. Образцы ЯЭ площадью 9×12 см и толщиной около 100 мкм устанавливались как вдоль пучка, так и поперек. Продуктивным для анализа оказалось поперечное облучение, длившееся 9 ч. Столь продолжительное облучение возможно из-за малости сечения взаимодействия μ -мезонов и малого эффекта пучковой ионизации по сравнению с продольным вариантом постановки слоев. Ограничение на длительность облучения было сделано из-за опасения перегрузки следами от взаимодействий в стеклянной подложке. В принципе эта длительность могла быть увеличена на два порядка без затруднений для анализа.

При просмотре было найдено около 300 звезд, образованных в ЯЭ, с числом фрагментов мишени не менее трех. Топология звезд определяется числом сильноионизирующих b - и g -частиц (N_b и N_g). На рис. 5 представлено распределение N_b . В 10 наиболее ярких событиях суммарное число следов N_b и N_g (N_h) оказалось не менее 14 (таблица). Несмотря на ограниченность телесного угла, в котором возможно наблюдение следов, можно констатировать образование звезд с большой множественностью, достигающей примерно половины заряда тяжелых ядер из состава ЯЭ.

72 звезды, содержавшие только тройки b -частиц, остановившихся в эмульсии, были сопоставлены развалу ядер $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. На основе координатных измерений следов определены пробеги α -частиц и пространственные углы эмиссии.

Распределение числа сильноионизирующих b - и g -частиц N_b и N_g в звездах, образованных μ -мезонами с $N_b + N_g > 13$

| N_b | N_g |
|-------|-------|
| 13 | 1 |
| 11 | 4 |
| 11 | 6 |
| 12 | 6 |
| 11 | 5 |
| 13 | 2 |
| 12 | 3 |
| 5 | 10 |
| 11 | 7 |
| 6 | 9 |

Средняя длина пробега α -частиц составила 23.1 ± 0.6 мкм (RMS = 8.4 мкм). Энергия α -частиц оценивалась по модели SRIM. Ее среднее значение составило 5.3 ± 0.1 МэВ (RMS = 1.3 МэВ). На рис. 6 представлено распределение по полному продольному импульсу троек α -частиц P_z . Как и следовало ожидать, оно в основном сосредоточено в области $P_z > 0$, указывая на направление прихода пучковых частиц. Небольшое число событий $P_z < 0$ отвечает вкладу фоновых частиц, рожденных по направлению назад на материале мишени или экспериментальной установки.

Определенность в интерпретации этой группы событий позволяет оценить характер их образования по полному поперечному импульсу троек α -частиц P_T . Распределение P_T (рис. 7) характеризуется средним значением 241 ± 28 МэВ/с (RMS =

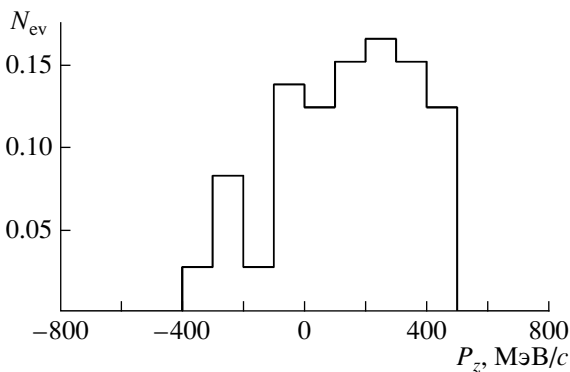


Рис. 6. Распределение по полному продольному импульсу 72 троек α -частиц P_z в ЯЭ, облученной μ -мезонами (нормировка на число событий).

= 123 МэВ/с). Распределение описывается распределением Рэля с параметром 190 ± 13 МэВ/с. Эти параметры являются типичными для ядерного дифракционного взаимодействия. В случае чисто электромагнитного обмена распределение по P_T ограничилось бы областью $P_T < 100$ МэВ/с. Данное распределение P_T полезно сравнить с гораздо более узким распределением P_T для реакции $n(14.1 \text{ МэВ}) + {}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha + n$ (рис. 5 в [3]), которое характеризуется средним значением 69 ± 4 МэВ/с (RMS = 38 МэВ/с) и параметром распределения Рэля 55 ± 28 МэВ/с.

Распределение по полной энергии троек α -частиц $Q_{3\alpha}$ (рис. 8) является заметно более широким по сравнению со случаем $n(14.1 \text{ МэВ}) + {}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ [6], в котором отчетливо проявились кластерные особенности ядра ${}^{12}\text{C}$. В данном случае распределение $Q_{3\alpha}$ сосредоточено выше α -кластерных уровней возбуждения ядра ${}^{12}\text{C}$. Распределение по энергии пар α -частиц $Q_{2\alpha}$ (рис. 9) также не обнаруживает сходства в спектрах для данных облучений. В мюонном облучении практически отсутствует сигнал от распадов из основного состояния ${}^8\text{Be}_{g.s}$ в области $Q_{2\alpha} < 200$ кэВ (вставка на рис. 9), проявляющихся как “узкие” пары α -частиц [6]. В распределении $Q_{2\alpha}$ не проявляется пик от распадов из первого возбужденного состояния ${}^8\text{Be}^{2+}$ (3 МэВ). Кроме того, данное распределение $Q_{2\alpha}$ оказывается заметно шире, чем в случае $n(14.1 \text{ МэВ}) + {}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ [6].

В целом, для облучения ЯЭ μ -мезонами распределения по P_T , $Q_{3\alpha}$ и $Q_{2\alpha}$ указывают на жесткий характер процесса без проявления известных структурных особенностей ядра ${}^{12}\text{C}$ с об-

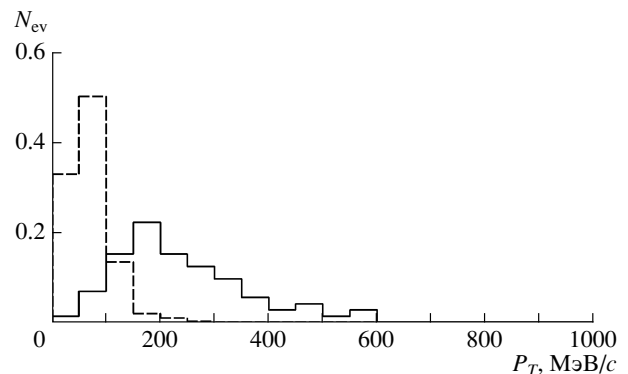


Рис. 7. Распределение по полному поперечному импульсу 72 троек α -частиц P_T в ЯЭ, облученной μ -мезонами (сплошная гистограмма), и 400 троек α -частиц из реакции $n(14.1 \text{ МэВ}) + {}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha + n$ [3] (штриховая гистограмма) (нормировка на число событий).

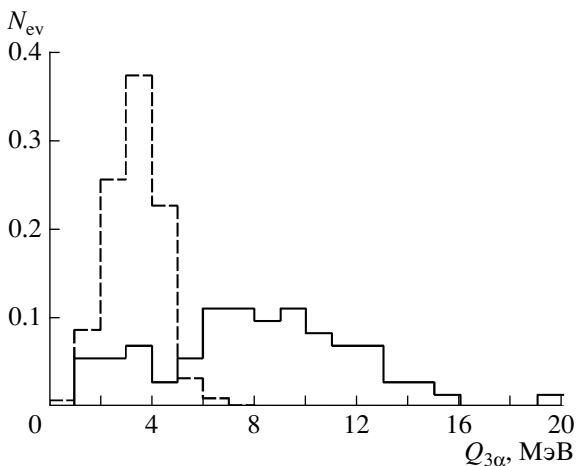


Рис. 8. Распределение по полной энергии троек α -частиц $Q_{3\alpha}$ в ЯЭ, облученной μ -мезонами (сплошная гистограмма) и нейтронами в реакции $n(14.1 \text{ МэВ}) + {}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha + n$ [3] (штриховая гистограмма) (нормировка на число событий).

разованием троек α -частиц в области континуума. Подчеркнем, что вклад развалов ядер ${}^{12}\text{C}$ с порогом 7.36 МэВ непременно должен был проявиться в обсуждаемом канале ($N_b = 3$, $N_g = 0$). Однако то обстоятельство, что для этого канала, обладающего минимальным порогом, проявляется ядерно-дифракционный механизм, а не “мягкий” электромагнитный, представляется неожиданным и заслуживающим теоретического рассмотрения. Подтверждение этого вывода важно для интерпретации не только явления мультифрагментации под действием ультрарелятивистских μ -мезонов. Оно сможет служить основой и для интерпретации мультифрагментации релятивистских ядер в периферических взаимодействиях без образования фрагментов ядер мишени (“белые” звезды).

Эти наблюдения, имеющие предварительный характер, указывают на перспективность полноценного исследования полного разрушения ядер μ -мезонами на основе многослойных сборок из слоев толстой бесподложечной ЯЭ. Для надежной интерпретации данных облучения эмульсий μ -мезонами в месте облучения слоев ЯЭ необходимо проверить уровень фона адронов. Данные такого облучения могли бы послужить планированию экспериментов на основе кремниевых детекторов или время-проекционной камеры. Представления о фрагментации ядер под действием μ -мезонов имеют практический интерес для развития подходов к сепарации μ - и π -мезонов, основанных на различиях в создаваемых ими звездах. Кроме того, это полезно для проверки моделей физических процессов для лептон-ядерных коллайдеров.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность коллегам, вклад которых

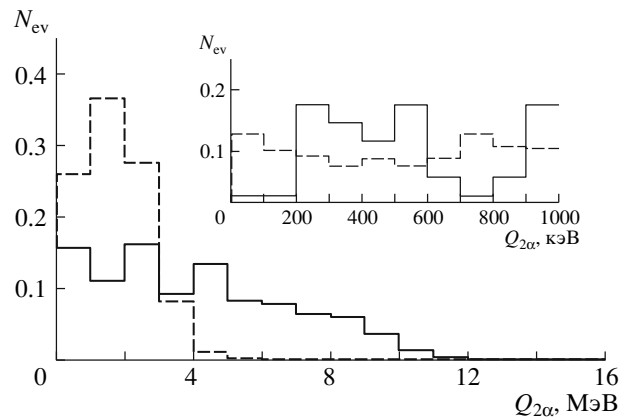


Рис. 9. Распределение по энергии пар α -частиц $Q_{2\alpha}$ в ЯЭ, облученной μ -мезонами (сплошная гистограмма) и нейтронами в реакции $n(14.1 \text{ МэВ}) + {}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha + n$ [3] (штриховая гистограмма) (нормировка на соответствующее число пар).

позволил осуществить серию облучений 2011–2013 гг. Использование новых образцов ЯЭ стало возможным благодаря всесторонней поддержке куратора проекта О.И. Орурк (ОАО “Компания Славич”), а также творческой работе сотрудников цеха МИКРОН этой компании Ю.А. Березкиной, А.В. Кузнецова и Л.В. Балабановой (Компания “Славич”, г. Переславль-Залесский). Большую методическую помощь в воспроизводстве технологии ядерной эмульсии оказал А.С. Михайлов (Московский киноvideoinститут).

Сотрудники ОИЯИ обеспечили облучение образцов ЯЭ: С.Б. Борзаков — на пучке тепловых нейтронов реактора ИБР-2, О.М. Иванов (ОИЯИ) — на циклотроне ИЦ-100, О.П. Гавришук, Г.В. Мещеряков и А.С. Нагайцев — на пучке μ -мезонов в ЦЕРН. Авторы выражают благодарность А.И. Малахову (ОИЯИ), Н.Г. Полухиной и С.П. Харламову (ФИАН) за поддержку и критическое обсуждение результатов. Эта работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 12-02-00067, а также грантов Полномочных представителей Болгарии, Румынии и Чешской республики в ОИЯИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. I. Zarubin, Lect. Notes Phys. **875**, 51 (2014); arXiv: 1309.4881 [nucl-ex].
2. К. З. Маматкулов и др., ЯФ **76**, 1286 (2013) [Phys. Atom. Nucl. **76**, 1224 (2013)]; arXiv: 1309.4241 [nucl-ex].
3. Р. Р. Каттабеков и др., ЯФ **76**, 1281 (2013) [Phys. Atom. Nucl. **76**, 1219 (2013)]; arXiv: 1310.2080 [nucl-ex].

4. Н. К. Корнегруца и др., ЯФ **76**, доп. вып., 84 (2013).
5. Д. А. Артеменков и др., Письма в ЭЧАЯ **10**, 679 (2013) [Phys. Part. Nucl. Lett. **10**, 415 (2013)]; arXiv: 1309.4808 [nucl-ex].
6. Р. Р. Каттабеков и др., ЯФ **76**, доп. вып., 88 (2013).
7. CERN Courier **54** (1), 42 (2014); <http://www.spacescience.ro/wnte2013/>
8. The BECQUEREL Project, <http://becquerel.jinr.ru/>
9. Slavich Company JSC, www.slavich.ru, www.newslavich.com
10. J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and M. D. Ziegler, SRIM – The Stopping and Range of Ions in Matter (2008); <http://srim.org/>

EXPOSURE OF NUCLEAR TRACK EMULSION TO THERMAL NEUTRON, HEAVY IONS, AND MUONS

**D. A. Artemenkov, V. Bradnova, A. A. Zaitsev, P. I. Zarubin, I. G. Zarubina,
R. R. Kattabekov, K. Z. Mamatkulov, V. V. Rusakova**

Analysis of exposures of reproduced nuclear track emulsion (NTE) is presented. In boron-enriched NTE angular and energy correlations of products of the reaction induced by thermal neutrons $n_{th} + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^7\text{Li} + (\gamma) + \alpha$ are studied. NTE is exposed to ions ${}^{86}\text{Kr}^{+17}$ and ${}^{124}\text{Xe}^{+26}$ of energy about 1.2 A MeV. Measurements of ion ranges in NTE allowed one to determine on the basis of the SRIM model the values of the energy of ions. In exposure of NTE to ultrarelativistic μ -mesons production of high-multiplicity nuclear stars is observed. Kinematical characteristics of events of splitting of carbon nuclei into three α particles, studied in this exposure, point to nuclear diffractive mechanism of interactions.