

P1-2005-73

В. И. Юревич*, Р. М. Яковлев**, В. Г. Ляпин**,
И. О. Цветков**

ИЗУЧЕНИЕ ЭМИССИИ НЕЙТРОНОВ ПРИ
ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЯДЕР ^1H , ^2H , ^4He , ^{12}C
С ЭНЕРГИЕЙ 1–2 А·ГэВ С ЯДРАМИ СВИНЦА

Направлено в журнал «Ядерная физика»

* E-mail: yurevich@sunhe.jinr.ru

** Радиевый институт им. В.Г. Хлопина, Санкт-Петербург

| | |
|--|------------|
| Юревич В. И. и др. | P1-2005-73 |
| Изучение эмиссии нейтронов при взаимодействии ядер ^1H , ^2H , ^4He , ^{12}C с энергией 1–2 А·ГэВ с ядрами свинца | |
| <p>Обсуждаются нейтронные двойные дифференциальные сечения, измеренные методом времени пролета, для взаимодействий p и d с энергией 2 ГэВ, ядер ^4He с энергией 4 ГэВ и ядер ^{12}C с энергией 44 ГэВ с ядрами Pb. В рамках феноменологической модели четырех движущихся источников удалось получить хорошее описание энергетических распределений нейтронов для углов больше 30°, при этом значения параметров температуры для всех источников практически не зависят от типа и энергии налетающих ядер. С помощью развитой модели оценены сечения образования нейтронов и их средние множественности.</p> <p>Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.</p> | |
| Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2005 | |

Перевод авторов

| | |
|---|------------|
| Yurevich V. I. et al. | P1-2005-73 |
| Study of Neutron Emission in Interactions of 1–2 A·GeV ^1H , ^2H , ^4He , ^{12}C Nuclei with Lead Nuclei | |
| <p>Neutron double differential cross sections measured by the time-of-flight method for interactions of 2-GeV p and d, 4-GeV ^4He, and 44-GeV ^{12}C with Pb nuclei are discussed. In the framework of the phenomenological model of four moving sources we have got a good description of the neutron energy distributions for angles above 30°, the temperature parameter values for all the sources being practically not dependent on the type and energy of incident nuclei. Neutron production cross sections and mean neutron multiplicities have been estimated using the developed model.</p> <p>The investigation has been performed at the Veksler and Balдин Laboratory of High Energies, JINR.</p> | |
| Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2005 | |

ВВЕДЕНИЕ

Большой интерес к данным по эмиссии нейтронов в столкновениях легчайших ядер с ядрами при релятивистских энергиях обусловлен важностью этого процесса в динамике $A-A$ -столкновений, на который приходится значительная доля энергии налетающей частицы и который сопровождает все стадии распада возбужденной ядерной системы, образующейся в столкновении. Кроме того, большая потребность в нейтронных данных в области высоких энергий для различных приложений ускорителей и для проведения космических исследований объясняется значительной ролью нейтронов в формировании радиационных полей. Другим важным применением нейтронных данных является использование их для проверки теоретических моделей и кодов, описывающих взаимодействие протонов и легчайших ядер с ядрами.

Двойные дифференциальные сечения образования нейтронов протонами в области энергий выше 100 МэВ измерялись методом времени пролета при 113–800 МэВ в LANL [1–6], 120 и 160 МэВ в IUCF [7], 585 МэВ в PSI [8], 800, 1200 и 1600 МэВ в SACLE [9, 10], 800, 1500 и 3000 МэВ в КЕК [11, 12] и в экспериментах, выполненных в ИТЭФ при 800, 1000 и 1600 МэВ [13] и в области выше 1000 МэВ [14, 15]. На пучках легких ядер подобные данные были недавно получены в области 135–600 $A \cdot$ МэВ [16, 17]. Угловые распределения нейтронов с $E > 20$ МэВ изучались в ядро-ядерных взаимодействиях в [18]. Распределения по множественности нейтронов измерялись на пучках протонов, дейтронов и ядер ${}^3\text{He}$ в [19–23]. Средняя множественность нейтронов в неупругих взаимодействиях протонов и дейтронов с энергией выше 1 ГэВ исследовалась методом замедления [24] и на пучке протонов при энергиях 1,2, 1,8 и 2,5 ГэВ [22, 23]. Однако набор экспериментальных данных по образованию нейтронов легкими релятивистскими ядрами с $A \geq 2$ очень мал, а данные по двойным дифференциальным сечениям образования нейтронов в области энергий выше $0,5 A \cdot$ ГэВ практически отсутствуют.

Одним из перспективных феноменологических подходов к описанию нейтронных дифференциальных распределений является развиваемая в [25] модель движущихся источников (МДИ), которая, в идеале, должна включать в себя все основные процессы с эмиссией нейтронов на различных стадиях распада. Наиболее часто для анализа энергетических спектров нейтронов, измеренных под различными углами к пучку протонов с энергией до 1 ГэВ, используют модель трех источников, связывая их с различными стадиями эмиссии: каскадной, предравновесной и испарительной. Этот подход используется и в [25], где была предпринята попытка применить модель трех источников вплоть до энергии протонов 3 ГэВ. В то же время в [26] предлагается иная

интерпретация компонент нейтронов. Полагая, что предравновесная эмиссия вносит несущественный вклад, авторы выделяют две компоненты, относящиеся к каскадной стадии.

Как было показано в исследованиях процесса мультифрагментации тяжелых ядер [27–37], в столкновениях протонов и легчайших ядер с тяжелыми ядрами при энергиях выше $500 A \cdot \text{МэВ}$ образуются состояния ядерной системы с возбуждением в несколько МэВ на нуклон. Столь высокое возбуждение приводит к быстрому тепловому расширению ядерной системы и распаду на независимые заряженные ядерные фрагменты. Вероятность этого процесса возрастает с энергией ионов в области $0,5\text{--}5 A \cdot \text{ГэВ}$, и она становится сравнимой со значениями вероятности распада по другим каналам при энергиях выше 1 ГэВ/нуклон . Естественно ожидать, что в процессе распада высоковозбужденной ядерной системы происходит также быстрый сброс части нейтронов, при этом их энергетическая и угловая характеристики должны отражать свойства данного процесса. Следствием этого является необходимость учета данного источника нейтронов и в анализе двойных дифференциальных сечений образования нейтронов в $p\text{--}A$ и $A\text{--}A$ -столкновениях при высоких энергиях.

Данная работа посвящена исследованию и интерпретации в рамках модифицированной МДИ двойных дифференциальных сечений образования нейтронов в неупругих взаимодействиях протонов и дейтронов с энергией 2 ГэВ , ядер ^4He с энергией 4 ГэВ и ядер ^{12}C с энергией 24 ГэВ с ядрами свинца. Измерения были выполнены в области больших углов $\theta \geq 30^\circ$, т. е. в области фрагментации ядра-мишени. Область малых углов, где заметный вклад дает фрагментация налетающей частицы, нами не изучалась. В нашем исследовании впервые предпринята попытка выделить компоненту нейтронов, связанную с фрагментацией высоковозбужденного ядра, и определить независимым способом температуру ядра, соответствующую фазовому переходу жидкость–газ. Для анализа экспериментальных нейтронных данных в МДИ введен дополнительный источник нейтронов, описывающий эмиссию нейтронов в центральных столкновениях при больших энергиях возбуждения. Обсуждается возможная природа и характеристики источников, включенных в МДИ.

Измерения выполнены методом времени пролета на выведенном пучке синхрофазотрона Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. УСТАНОВКА И МЕТОД

Метод времени пролета позволяет наиболее детально исследовать энергетические распределения нейтронов в широком диапазоне энергий, которые несут информацию о различных стадиях распада ядерной системы в $p\text{--}A$

и $A-A$ -взаимодействиях. Времяпролетный спектрометр размещался в измерительном зале 1Б на канале №38 медленного вывода синхрофазотрона. Выведенный пучок проходил коллиматор, систему магнитных линз и фокусировался в точке расположения мишени. Мониторинг падающих на мишень частиц пучка выполнялось с помощью двух пучковых счетчиков C_1 и C_2 (в ряде измерений использовались три счетчика). Временная привязка по налетающей частице осуществлялась по импульсу пучкового счетчика C_2 , находившегося на расстоянии около 50 см перед мишенью. Регистрация факта взаимодействия в мишени осуществлялась с помощью быстрого время-амплитудного анализа импульсов с пучковых счетчиков C_1 , C_2 и C_3 , в которых были использованы пластиковые сцинтилляторы толщиной 3–5 мм, состыкованные с фотоумножителями ФЭУ-87 и ФЭУ-85. Пучковый счетчик C_3 с пластиковым сцинтиллятором $10 \times 10 \times 5$ мм, использовавшийся для выделения взаимодействий в мишени и в измерениях фона, располагался на оси пучка на расстоянии 1,5 м за мишенью. Профиль пучка контролировался с помощью двух многопроволочных пропорциональных камер, размещенных перед счетчиком C_2 . Схема расположения мишени и детекторов на экспериментальной площадке показана на рис. 1. Поперечный размер пучка составлял

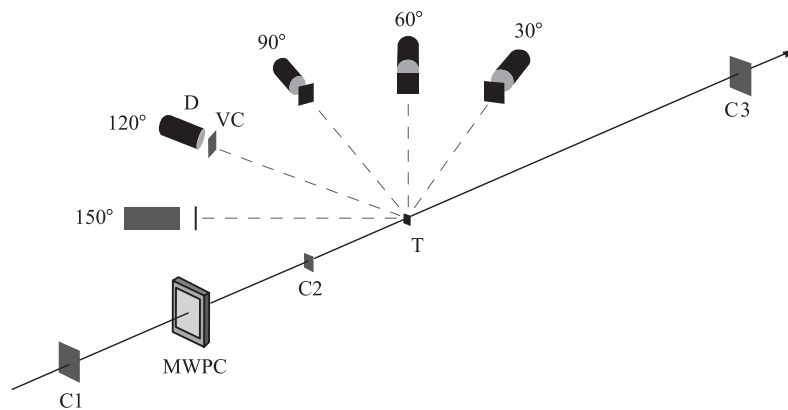


Рис. 1. Расположение детекторов нейтронного спектрометра и мишени на экспериментальной площадке: Т — мишень; C_1 , C_2 , C_3 — пучковые счетчики; MWPC — многопроволочные пропорциональные камеры; VC — вето-счетчики; D — нейтронные детекторы

влял 15–20 мм (полная ширина на половине высоты). Интенсивность пучка в измерениях была $(1-3) \cdot 10^5$ частиц на сброс длительностью 350 мс. Событие регистрировалось в случае возникновения совпадения сигналов от пучкового

триггера, использовавшего совпадение импульсов от пучковых счетчиков, и сигнала хотя бы от одного из нейтронных детекторов.

Свинцовая мишень представляла собой тонкую пластинку размером $10 \times 10 \times 6$ мм, расположенную под углом 30° или 60° к оси пучка.

Регистрация нейтронов осуществлялась с помощью трех типов нейтронных детекторов. Для области энергий ниже 5 МэВ применялся детектор с кристаллом стильбена диаметром 40 мм и толщиной 10 мм (D_1). Ввиду изотропного характера эмиссии низкоэнергетических нейтронов в столкновениях протонов и легких ядер с тяжелыми ядрами свинца в измерениях применялся только один детектор D_1 , размещавшийся под углом около 60° или 120° . Область энергий выше 2,5 МэВ исследовалась с помощью детекторов на основе кристаллов стильбена диаметром 50 мм и толщиной 50 мм (D_2). В обоих типах детекторов кристаллы были соединены с ФЭУ-30. Для идентификации нейтронов использовался метод разделения нейтронов и гамма-квантов по форме импульса, что позволило значительно уменьшить случайный фон и вклады от рассеянного и прямого гамма-излучения. В нейтронных детекторах (D_3) были применены пластические сцинтилляторы диаметром 120 и толщиной 200 мм, соединенные с фотокатодом ФЭУ-63. Эти детекторы позволяли измерять спектры нейтронов в области энергий выше 25 МэВ. Пороги регистрации нейтронов для детекторов D_1 и D_2 составляли 0,1 и 1 МэВ соответственно, а для детекторов D_3 были определены два значения порога: 10 и 30 МэВ. Пороги выставлялись в специальных измерениях со свинцовой мишенью $8 \times 8 \times 8$ см, при этом использовалось однозначное соответствие между временем пролета и энергией нейтрона. Перед нейтронными детекторами располагались вето-счетчики с тонкими пластическими сцинтилляторами толщиной 3 мм для детекторов D_1 и D_2 и 5 мм для детекторов D_3 , состыкованные с фотоумножителями ФЭУ-87 и ФЭУ-30 соответственно. Расстояние от мишени до нейтронных детекторов составляло 50–70 см для D_1 , 70–120 см для D_2 и 150–200 см для D_3 . Временное разрешение, измеренное по ширине пика мгновенных гамма-квантов на половине его высоты, равнялось $\sim 1,0$ нс для детекторов всех типов. Для уменьшения фона от низкоэнергетических гамма-квантов сцинтилляторы нейтронных детекторов были окружены защитным слоем из свинца толщиной 3 мм. Зависимость эффективности регистрации нейтронов от их энергии, в основном, исследовалась экспериментально для всех типов детекторов [38]. Погрешность эффективности составляет 4–10% для D_1 , 7–12% для D_2 и 10–20% для D_3 и зависит от энергии нейтрона. Результаты этих исследований показаны на рис. 2.

Помимо основных измерений проводились дополнительные опыты без мишени и с теньвым железным конусом длиной 70 см для определения вкладов от фоновых событий. Предварительно были изучены вклады от различных фоновых источников [39]. Основными источниками фона являлись: 1) ядерные взаимодействия частиц пучка с элементами пучкового тракта

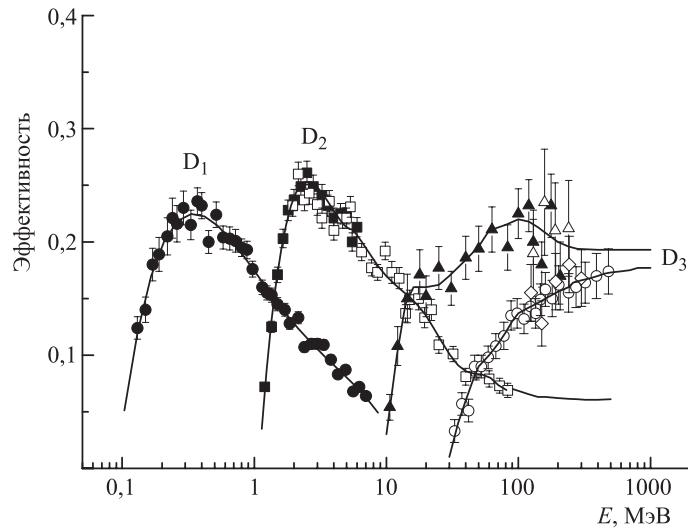


Рис. 2. Зависимость эффективности нейтронных детекторов от энергии нейтронов: ●, ■ — измерения с источником ^{252}Gf ; □, ▲, ○ — измерения, выполненные относительно тонкого детектора, где источником нейтронов служила свинцовая мишень $8 \times 8 \times 8$ см; △, ◇ — измерения относительно спектра протонов в реакциях ${}^6\text{Li}-{}^{12}\text{C}$ и ${}^{12}\text{C}-{}^{12}\text{C}$. Данные ▲ и △ соответствуют детектору D₃ с порогом регистрации 10 МэВ; данные ○ и ◇ — детектору D₃ с порогом регистрации 30 МэВ; кривые — используемые зависимости

(коллиматоры, сцинтилляторы пучковых счетчиков) и с воздухом; 2) рассеяние нейтронов и гамма-квантов в материалах установки, в воздухе и от пола; 3) наличие более одной частицы пучка в микроимпульсе ускорителя длительностью 20 нс. Выделение микроимпульсов с одной частицей пучка осуществлялось посредством измерения времени пролета и амплитуд импульсов для пучковых счетчиков.

Во время обработки результатов вводились поправки на мертвое время спектрометра, взаимодействие нейтронов в мишени, сцинтилляторе вето-счетчика и в свинцовом слое, применявшемся для защиты нейтронного детектора от фона низкоэнергетических гамма-квантов.

Не зависящая от энергии полная систематическая погрешность для различных углов и детекторов составляла от 16 до 25 %. Основными составляющими этой погрешности являлись неопределенности в измерении числа ядер мишени, числа упавших на мишень частиц пучка и вкладов от фоновых эффектов.

Электроника и система сбора информации, поступающей с детекторов спектрометра, были выполнены в стандарте КАМАК. Время пролета опре-

делялось по разнице прихода сигналов от второго пучкового счетчика и нейтронного детектора. Для этого сигналы с дискриминаторов подавались на входы ВЦП. В дальнейшем во время обработки данных проводилась коррекция временных спектров путем введения дополнительного смещения, величина которого зависела от амплитуды импульса нейтронного детектора. Величина этой поправки находилась из определения смещения пика мгновенных гамма-квантов в зависимости от амплитуды импульса.

Более подробно спектрометр нейтронов и его характеристики описаны в [40].

2. ИЗМЕРЕНИЯ

Основные характеристики измерений двойных дифференциальных сечений образования нейтронов в свинце, выполненных с пучками p , d , ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$, представлены в табл. 1.

Таблица 1. Измерения двойных дифференциальных сечений образования нейтронов в свинце

| Пучок | Энергия, ГэВ | Толщина мишени по пучку, мм | Детектор | Угол, ° |
|-------------------|--------------|-----------------------------|----------------|----------------------|
| p | 2 | 6,93; 12 | D ₁ | 120 |
| | | | D ₂ | 30, 60, 90, 120, 150 |
| | | | D ₃ | 30, 60, 90, 150 |
| d | 2 | 6,93 | D ₁ | 60 |
| | | | D ₂ | 30, 90, 150 |
| ${}^4\text{He}$ | 4 | 6,93 | D ₁ | 60 |
| | | | D ₂ | 30, 100, 150 |
| | | | D ₃ | 30, 100, 150 |
| ${}^{12}\text{C}$ | 24 | 12 | D ₁ | 53 |
| | | | D ₂ | 30, 53, 90, 150 |
| | | | D ₃ | 30, 53, 90 |

В экспериментах использовались два типа пучковых триггеров: (1) по налетающей частице пучка, реализованный в виде быстрого совпадения сигналов с пучковых счетчиков $C_1 \otimes C_2$; (2) по отсутствию в угле 2° за мишенью заряженной частицы с амплитудой, превышающей пороговое значение, реализованный как $C_1 \otimes C_2 \otimes C_3$ (veto). Первый триггер являлся основным в экспериментах на пучках протонов и ядер гелия, при этом второй триггер использовался для определения фонового вклада в результаты измерений. В

измерениях на пучке дейтронов из-за высокого уровня фона со стороны ускорителя применялись только детекторы с кристаллами стибьбена, и триггер (2) являлся основным. В состав сечения реакции дейтронов с ядрами входят сечения процесса полного поглощения дейтрона ядром и реакций срыва одного из нуклонов дейтрона. В наших измерениях триггер (2), в котором счетчик C_3 был включен в режиме антисовпадения, выделял только полное поглощение дейтрона и процесс срыва нейтрона с поглощением протона и запрещал регистрацию нейтронов, возникающих в реакции срыва протона. В измерениях на пучке ядер углерода использовался триггер (2). Порог по амплитуде счетчика C_3 выставлялся таким образом, чтобы ионы ^{12}C , прошедшие мишень без взаимодействия, а также другие изотопы углерода с $Z = 6$, отбраковывались триггером, и регистрировались только нейтроны от взаимодействий, в которых под малыми углами, в направлении счетчика C_3 , оставался ядерный фрагмент с зарядом, не превышающим 5. Для определения порога по амплитуде для детектора C_3 проводились специальные измерения с углеродной мишенью толщиной 30,6 мм. Результаты измерений показаны на рис. 3, где положение порога указано стрелкой.

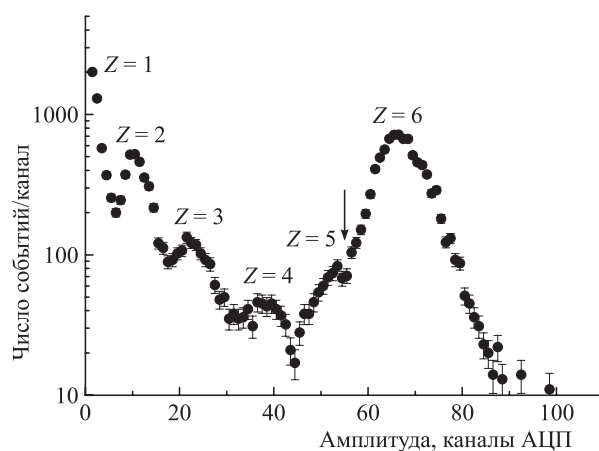


Рис. 3. Амплитудное распределение, полученное для детектора C_3 при прохождении ионов ^{12}C с энергией 2 ГэВ/нуклон через углеродную мишень толщиной 30,6 мм. Обозначены заряды фрагментов налетающего ядра над соответствующими им пиками. Стрелка указывает выбранное значение порога

Двойное дифференциальное сечение образования нейтронов для реакции $\text{Pb}(p, nx)$ приведено на рис. 4, а. Здесь и далее в указанных на рисунках погрешности включены только статистическая и зависящие от энергии нейтронов

экспериментальные погрешности. Результаты измерений двойного дифференциального сечения образования нейтронов на пучке дейтронов показаны на рис. 4, б.

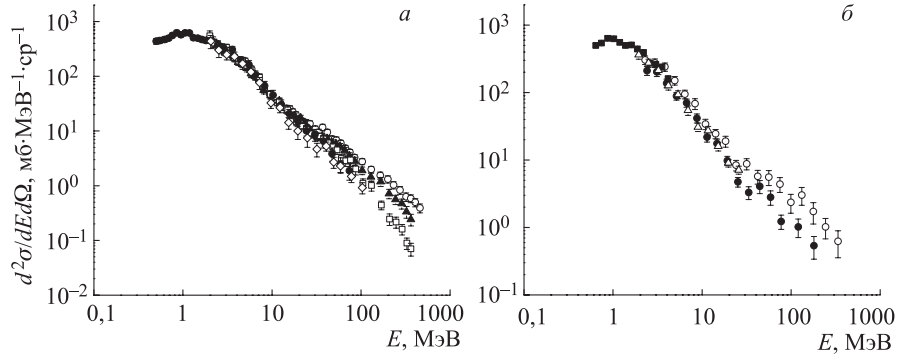


Рис. 4. Результаты измерений двойных дифференциальных сечений образования нейтронов при энергии 2 ГэВ в реакциях *a*) $\text{Pb}(p, nx)$: \circ — 30° , \blacktriangle — 60° , \square — 90° , \bullet — 120° , \diamond — 150° , \blacksquare — 120° (детектор D_1); *б*) $\text{Pb}(d, nx)$: \circ — 30° , \blacksquare — 60° , \bullet — 90° , \triangle — 150°

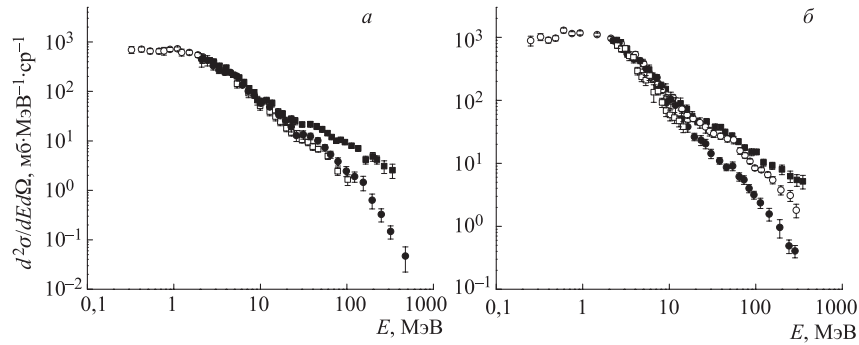


Рис. 5. Двойные дифференциальные сечения образования нейтронов в ${}^4\text{He}$ - Pb -столкновениях при энергии 1 ГэВ/нуклон (*a*): \blacksquare — 30° , \circ — 60° , \bullet — 100° , \square — 150° ; и в ${}^{12}\text{C}$ - Pb столкновениях при энергии 2 ГэВ/нуклон (*б*): \blacksquare — 30° , \circ — 53° , \bullet — 90° , \square — 150°

Двойные дифференциальные сечения образования нейтронов в ${}^4\text{He}$ - Pb -столкновениях при энергии 1 ГэВ/нуклон и в ${}^{12}\text{C}$ - Pb -взаимодействиях при энергии 2 ГэВ/нуклон показаны на рис. 5, *a* и *б* соответственно. Результаты, полученные для различных углов, хорошо согласуются между собой в области энергий ниже 5 МэВ, указывая на изотропный характер эмиссии испа-

рительных нейтронов в л. с. С увеличением энергии расхождение нарастает, нейтроны высоких энергий испускаются предпочтительно в область малых углов.

На рис. 6 представлены результаты наших измерений на пучке протонов совместно с данными ИТЭФ для энергии протонов 1,6 ГэВ [13], 2,2 ГэВ (угол 119°) [14] и КЕК [11, 12] для 1,5 и 3,0 ГэВ. При общем хорошем согласии результатов измерений в КЕК был получен несколько меньший выход нейтронов в испарительной области энергетического спектра ниже 5 МэВ. Подобное расхождение с данными КЕК также имеют результаты измерений [9, 10] при $E_p = 1,6$ ГэВ.

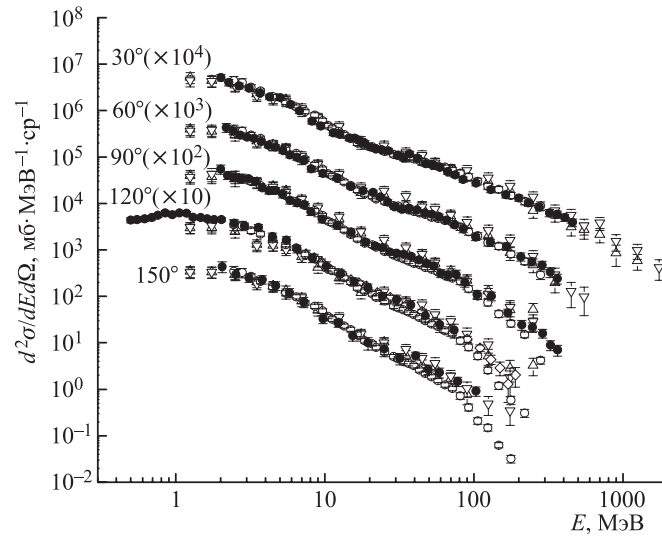


Рис. 6. Сравнение результатов измерений двойного дифференциального сечения образования нейтронов в реакции $\text{Pb}(p, nx)$ при $E_p = 2,0$ ГэВ (●) с данными ИТЭФ (◇) для $E_p = 2,2$ ГэВ и $\theta = 119^\circ$ [14] и (○) для 1,6 ГэВ [13] и с данными КЕК для $E_p = 1,5$ ГэВ (Δ) и 3,0 ГэВ (∇) [11, 12]

Сравнение результатов измерений двойных дифференциальных сечений образования нейтронов в реакциях $\text{Pb}(p, nx)$ и $\text{Pb}(d, nx)$ при одинаковой энергии 2 ГэВ представлено на рис. 7. В целом, данные, полученные на пучке дейтронов, хорошо согласуются с результатами измерений на протонах, но в области углов $\theta \geq 90^\circ$ дают систематически несколько меньший выход нейтронов. Грубая оценка показала, что учет нерегистрируемых нейтронов из реакции срыва протона в d - Pb -взаимодействиях приводит практически к равенству сечений образования нейтронов в неупругих взаимодействиях протонов и дейтронов с ядрами свинца.

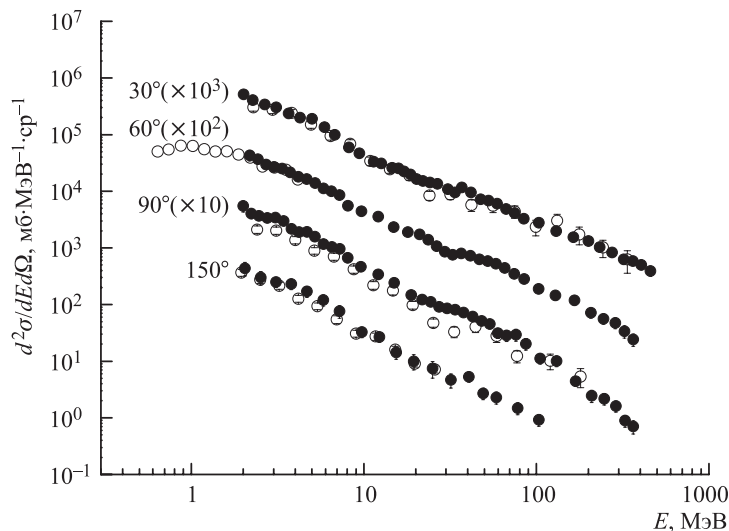


Рис. 7. Сравнение результатов измерений двойного дифференциального сечения образования нейтронов в реакциях $Pb(p,nx)$ (●) и $Pb(d,nx)$ (○) при энергии 2,0 ГэВ

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Модель движущихся источников (МДИ). При анализе энергетических спектров нейтронов под сравнительно большими углами в реакциях, вызванных высокоэнергетическими адронами, обычно выделяют три основные стадии испускания нейтронов: каскадную, предравновесную и испарительную, которые соответствуют последовательной эмиссии нейтронов при девозбуждении ядерной системы, образующейся в столкновении. Этот подход, например, развивается в [25]. Несколько другая интерпретация предложена в [26], где первые два компонента относятся к каскадному механизму, но соответствуют различным режимам эмиссии нейтронов. Представление энергетического распределения нейтронов в виде суммы вкладов от различных стадий эмиссии нейтронов нашло свое развитие в МДИ и позволило удовлетворительно воспроизвести нейтронные двойные дифференциальные сечения путем подгонки выражения МДИ к результатам измерений вплоть до энергии протонов 3 ГэВ [25]. В развитом в [25] подходе нейтронные двойные дифференциальные сечения представляются в виде суммы трех компонент максвелловского типа и компоненты, имеющей гауссовское распределение (иногда используют два таких распределения [26]). Члены максвелловского типа воспроизводят вклады от трех вышеупомянутых стадий образования нейтронов, а компонента гауссовского типа описывает высокоэнергетическую часть спектра нейтронов под

малыми углами к направлению падающей частицы и связана с процессами квазиупругого и квазиупругого нуклон-нуклонного взаимодействия. В случае ядерного пучка сюда добавится процесс фрагментации ядра-снаряда. В МДИ каждая такая компонента отождествляется с неким источником, испускающим нейтроны и движущимся вдоль направления пучка в л. с. с некоторой средней скоростью $\beta = V/c$.

Однако в свете последних результатов по образованию заряженных фрагментов в столкновениях протонов и легчайших ядер с тяжелыми ядрами при энергиях пучка выше 0,5 ГэВ/нуклон такое представление, по-видимому, является слишком упрощенной картиной и не отражает всех реально происходящих процессов распада ядерной системы с эмиссией нейтронов. Имеется сильная зависимость характеристик ядра-остатка и процесса его распада от прицельного параметра столкновения. Если в периферических столкновениях налетающий адрон взаимодействует в среднем с одним-двумя нуклонами ядра-мишени и по завершении каскадной стадии ядро-остаток имеет сравнительно низкую энергию возбуждения, то в центральных столкновениях участвует большое число нуклонов, которым обычно передается большая часть энергии налетающей частицы. В случае тяжелого ядра-мишени по окончании каскадной стадии возможны три различных канала распада ядра-остатка: испарение, деление и фрагментация (или мультифрагментация). Если в рассматриваемой области энергий с ростом энергии налетающего ядра величина сечения деления уменьшается, так как процесс деления становится возможным только в периферических столкновениях, то вероятность процесса мультифрагментации имеет противоположную тенденцию, что объясняется ростом энергии возбуждения ядра-остатка в центральных столкновениях.

При энергии возбуждения в несколько МэВ/нуклон часто говорят о фазовом переходе жидкость–газ, а анализ проводят в рамках модели статистической мультифрагментации [27]. Авторами [27] показано, что при энергии возбуждения 1–2 МэВ/нуклон происходит переход от компаунд-ядра к режиму мультифрагментации, а значение критической энергии возбуждения находится в пределах 2–3 МэВ/нуклон. Вычисления энергии возбуждения ядра-остатка после завершения каскадной стадии в зависимости от прицельного параметра столкновения протонов с энергией 2 ГэВ с ядрами свинца [26] показали ее быстрое нарастание с уменьшением прицельного параметра до $b \approx 5$ фм (радиуса плотной сердцевины ядра свинца). При меньших значениях b , в области центральных столкновений, среднее значение энергии возбуждения достигает 1,5–2 МэВ/нуклон. Модельный расчет [28], выполненный для столкновения протонов с энергией 2 ГэВ с ядрами золота, показал, что вероятность достижения столь высокой энергии возбуждения ядром-остатком сильно зависит от времени установления теплового равновесия, которое, по-видимому, составляет (25 ± 10) фм/с [28,29]. Это соответствует сравнительно высокой вероятности возникновения событий с энергией возбуждения, превы-

шающей 2 МэВ/нуклон, которая для p -Au-взаимодействия при энергии 2 ГэВ достигает $\approx 20 \pm 10\%$ [28]. Вероятность распада по каналу мультифрагментации, найденная на основе анализа экспериментальных данных по выходу заряженных фрагментов с $Z \geq 3$ для p -Au-взаимодействия при энергиях протонов 2,16 ГэВ [30] и 2,55 ГэВ [31], составляет $\approx 20\%$. Ее оценка была также получена в [30] на основе модельных расчетов для реакций ${}^4\text{He}$ -Au при энергиях 4 и 14,6 ГэВ и ${}^{12}\text{C}$ -Au при энергии 22,4 ГэВ, которые дали значение 25–30%. Таким образом, эти оценки показывают, что в зависимости от налетающей частицы и ее энергии в рассматриваемых центральных столкновениях примерно в 30–50% случаев распад образующейся ядерной системы идет через канал мультифрагментации с вылетом фрагментов с $Z \geq 3$. В остальных случаях распад идет через эмиссию более легких фрагментов (ядер изотопов водорода и гелия).

Одновременно с образованием заряженных фрагментов на стадии фрагментации высоковозбужденного ядерного остатка следует ожидать сброс сравнительно большого числа нейтронов. Важно отметить, что сильное влияние кулоновского взаимодействия на кинематические характеристики испускаемых заряженных фрагментов значительно усложняет анализ результатов и определение значения параметра температуры T_f в момент распада ядерной системы. Этих трудностей можно избежать, исследуя эмиссию нейтронов, для которых влияние кулоновских сил отсутствует. Таким образом, измеряя нейтронные двойные дифференциальные сечения и выделяя компоненту, соответствующую вылету нейтронов в процессе фрагментации высоковозбужденного ядра-остатка, можно попытаться непосредственно определить значение температуры в точке распада расширяющейся ядерной системы. Наибольший вклад от этого процесса следует ожидать в области энергий нейтронов 5–30 МэВ.

Моделирование энергетических спектров каскадных нейтронов в области углов $\theta \geq 30^\circ$ для периферических (прицельный параметр $b > 5$ фм) и центральных ($b \leq 5$ фм) столкновений протонов с энергией 2 ГэВ с ядрами свинца, выполненное с помощью кода [41–44], показало, что в центральных столкновениях, характеризуемых развитым внутриядерным каскадом, вылетающие нейтроны имеют более мягкий энергетический спектр и более широкое угловое распределение, чем в периферических столкновениях, где преобладает взаимодействие налетающего протона с 1–2 нуклонами ядра-мишени.

Вышеизложенное послужило для нас основанием предложить новый подход к интерпретации и описанию двойных дифференциальных сечений образования нейтронов в столкновениях высокоэнергетических протонов и легких ядер с тяжелыми ядрами в области энергий выше 0,5 ГэВ/нуклон. В качестве основных механизмов, дающих определяющий вклад в формирование энергетических распределений нейтронов, рассматриваются: эмиссия нейтронов на каскадной стадии, сброс нейтронов на стадии фрагментации высоковоз-

бужденного ядра-остатка и испарение нейтронов после завершения первых, более быстрых процессов. Причем в случае каскадного процесса мы разделяем периферические и центральные столкновения. Таким образом, для анализа результатов измерений под углами $\theta \geq 30^\circ$ нами вместо простой феноменологической модели трех движущихся источников была использована модель четырех источников, отвечающих за испускание нейтронов на каскадной стадии в периферических ($i = 1$) и центральных ($i = 2$) столкновениях, в процессе фрагментации ($i = 3$) и испарительной стадии ($i = 4$). В этом случае выражение, используемое для подгонки к экспериментальным данным, имеет вид

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = \sum_{i=1}^4 pA_i \exp \left[- \left(\frac{E + m - p\beta_i \cos \theta}{(1 - \beta_i^2)^{1/2}} - m \right) / T_i \right], \quad (1)$$

где импульс нейтрона

$$p = (E^2 + 2Em)^{1/2},$$

E — кинетическая энергия нейтрона в л.с. в МэВ; m — масса нейтрона в МэВ, θ — угол вылета нейтрона в л.с. Каждый движущийся источник характеризуется параметрами: амплитуда A_i , температура T_i и скорость β_i , выраженная в единицах скорости света. Всего выражение (1) имеет 12 параметров, которые определяются во время его подгонки к результатам измерений под различными углами θ .

На первом этапе нами проводилась подгонка без учета члена с индексом $i = 3$ для определения значений параметров, при которых достигается наилучшее воспроизведение двойных дифференциальных распределений в областях ниже 5 и выше 30 МэВ. При достигнутом хорошем описании экспериментальных распределений в областях низких и высоких энергий в промежуточной области такая процедура давала заниженную величину сечения образования нейтронов по сравнению с результатами эксперимента. На следующем этапе подгонки вводился новый компонент с $i = 3$, соответствующий процессу фрагментации, а найденные ранее значения параметров использовались в качестве начального приближения. В итоге было получено значительно лучшее согласие с результатами измерений во всем диапазоне энергий нейтронов для всех углов.

3.2. Применение модели движущихся источников. Для реакции $\text{Pb}(p, nx)$ вклады различных компонент выражения (1) показаны на рис. 8 на примере описания двойного дифференциального сечения нейтронов под углом 90° (ниже 2 МэВ приведены результаты измерений для угла 120°). Результат описания двойного дифференциального сечения образования нейтронов в той же реакции для различных углов демонстрируется на рис. 9. Наблюдаемое некоторое расхождение для угла 30° в области энергий нейтронов $E > 500$ МэВ,

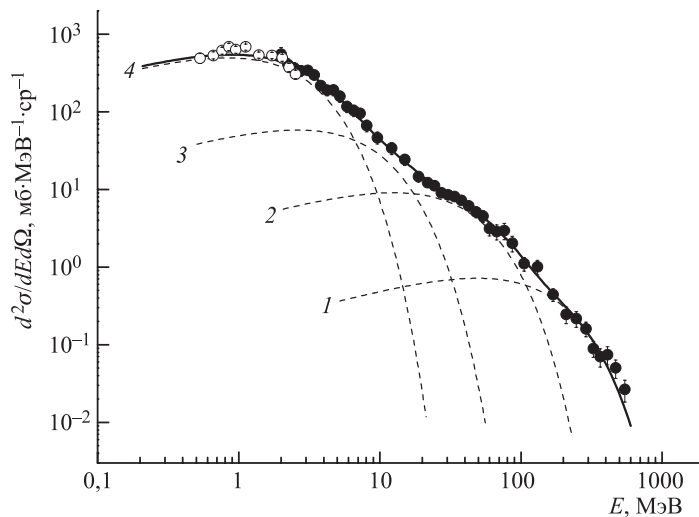


Рис. 8. Вклады различных компонент (пунктирные кривые с соответствующими номерами) выражения (1) для двойного дифференциального сечения образования нейтронов в реакции $Pb(p, nx)$ под углом 90° . ●, ○ — данные, полученные для угла 120° , сплошная кривая — результат суммирования всех четырех компонент

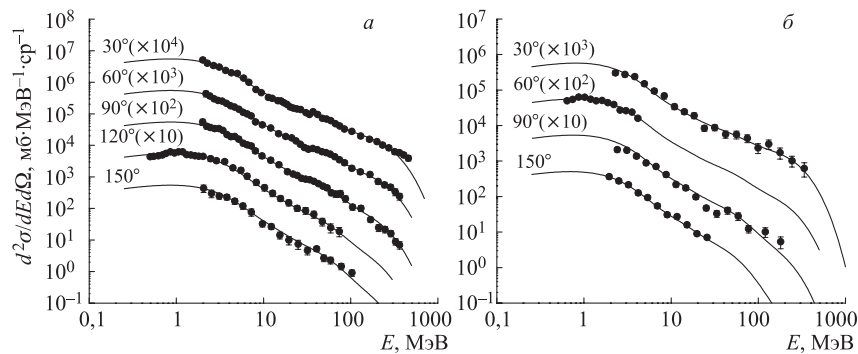


Рис. 9. Двойные дифференциальные сечения образования нейтронов в реакции $Pb(p, nx)$ (а) и $Pb(d, nx)$ (б) при энергии 2 ГэВ; кривые получены с помощью выражения (1) с найденными в результате подгонки параметрами

по-видимому, обусловлено необходимостью учета вкладов от квазиупругого и квазиупругого нуклон-нуклонного взаимодействия.

На рис. 10 и 11 показаны примеры воспроизведения с помощью МДИ экспериментальных распределений нейтронов для взаимодействий $^4\text{He-Pb}$ и $^{12}\text{C-Pb}$. Как видно из этих рисунков, первая компонента доминирует в

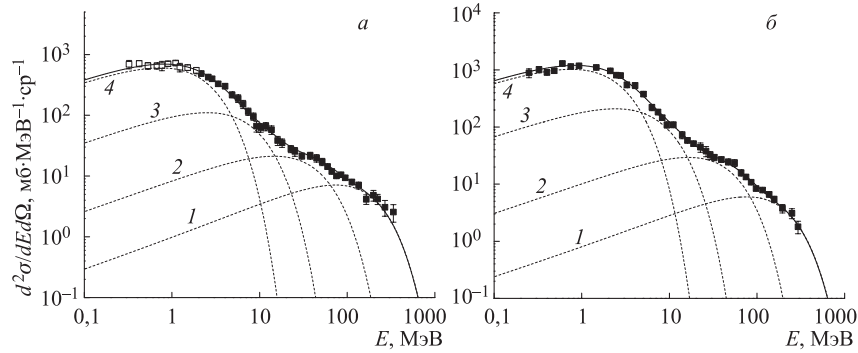


Рис. 10. Вклады различных компонент выражения (1) для двойных дифференциальных сечений образования нейтронов, измеренных на пучках ядер: *a*) ${}^4\text{He}$ с энергией 1 ГэВ/нуклон для углов 30° (■) и 60° (○); *б*) ${}^{12}\text{C}$ с энергией 2 ГэВ/нуклон для угла 53° . Обозначения кривых те же, что на рис. 8

области энергий нейтронов выше 100 МэВ, вторая — в области 20–100 МэВ,

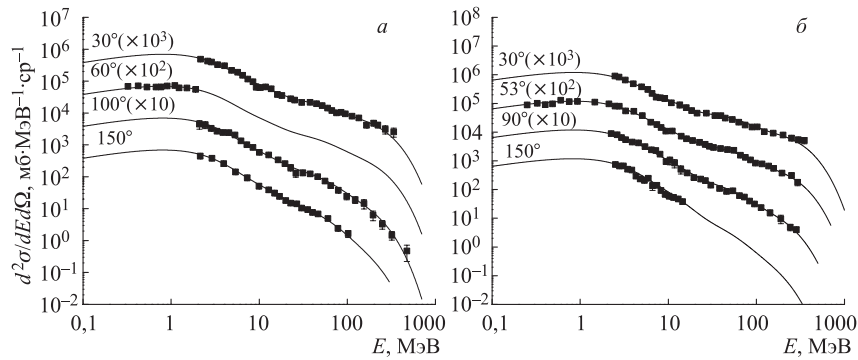


Рис. 11. Двойные дифференциальные сечения образования нейтронов, полученные с помощью выражения (1), для столкновений ядер: *a*) ${}^4\text{He}$ с энергией 1 ГэВ/нуклон и *б*) ${}^{12}\text{C}$ с энергией 2 ГэВ/нуклон с ядрами свинца. Точки — эксперимент, кривые — результат подгонки выражением (1)

третья — между 8 и 20 МэВ и последняя компонента — ниже 8 МэВ.

Найденные значения параметров температуры и скорости для взаимодействий $p\text{-Pb}$ и $d\text{-Pb}$ при 2 ГэВ, ${}^4\text{He}\text{-Pb}$ при 4 ГэВ и ${}^{12}\text{C}\text{-Pb}$ при 24 ГэВ приведены в табл. 2. Погрешности значений параметров температуры равны 5, 1,5, 0,3 и 0,1 МэВ для компонент с $i = 1, 2, 3, 4$ соответственно.

Подгонка выражения (1) к результатам измерений для реакции $\text{Pb}(p, nx)$, полученным в LANL [1–5], КЕК [11, 12] и ИТЭФ [13, 14] в области энергий протонов выше 0,5 ГэВ, дала значения параметров температуры T_1 в интер-

Таблица 2. Значения параметров температуры и скорости в выражении (1) для взаимодействий p , d , ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$ с ядрами свинца

| Пучок | E , | T_1 | T_2 | T_3 | T_4 | β_1 | β_2 | β_3 | β_4 |
|-------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| | ГэВ | МэВ | | | | | | | |
| p | 2 | 80 | 20 | 4,7 | 1,57 | 0,18 | 0,025 | 0,0025 | ~ 0 |
| d | 2 | 70 | 20 | 4,7 | 1,35 | 0,25 | 0,025 | 0,005 | 0,003 |
| ${}^4\text{He}$ | 4 | 77 | 23 | 4,7 | 1,45 | 0,2 | 0,04 | 0,005 | ~ 0 |
| ${}^{12}\text{C}$ | 24 | 80 | 22 | 4,5 | 1,50 | 0,3 | 0,1 | 0,007 | ~ 0 |

вале 55–85 МэВ, $T_2 \approx 19–22$ МэВ, $T_3 \approx 4,7$ МэВ и $T_4 \approx 1,5–1,8$ МэВ, т. е. близкие к полученным в наших измерениях. С возрастанием энергии протонов от 0,5 до 2 ГэВ вклад процесса фрагментации (третьей компоненты) в сечение образования нейтронов увеличивается примерно с 3 до 8 б. С переходом от протонов к ядрам гелия и далее к ядрам углерода наблюдается возрастание скоростей β_2 и β_3 и соответствующих амплитуд A_2 и A_3 , что свидетельствует об увеличении передаваемой ядерной системе энергии в центральных столкновениях. В то же время значения параметров температуры для всех компонент практически не зависят от типа и энергии налетающего ядра, как это показано в табл. 2, т. е. большое различие значений кинетической энергии и массы у налетающих ядер не приводит к росту температур источников, и их величины носят универсальный характер. Полученные значения параметра температуры T_3 находятся в хорошем согласии со значением T_f , определенным в экспериментах по изучению эмиссии заряженных фрагментов в p - A - и A - A -столкновениях [28, 32–37, 45]. Это подтверждает предположение об одинаковой природе нейтронов третьей компоненты и заряженных фрагментов промежуточной массы, которые образуются при распаде быстро расширяющегося высоковозбужденного ядра-остатка на систему невзаимодействующих между собой нейтронов, протонов и более тяжелых ядерных фрагментов при едином значении температуры, характеризующем состояние ядерной материи в точке распада. Дополнительным аргументом является приближительное равенство скоростей нейтронного источника с $i = 3$ и источника, испускающего фрагменты. Полученные значения параметра температуры для испарительной стадии T_4 незначительно превышают величины, характерные для реакций при низких энергиях.

3.3. Множественность и энергия нейтронов. Парциальное сечение образования нейтронов в i -м процессе находится путем интегрирования выражения (1) с найденными параметрами по энергии и телесному углу:

$$\sigma_i = \int \int (d^2\sigma_i/dEd\Omega)dEd\Omega, \quad (2)$$

где $d^2\sigma_i/dEd\Omega$ — вклад i -й компоненты выражения (1) в двойное дифференциальное сечение образования нейтронов в реакции. При этом полное сечение образования нейтронов является суммой вкладов от четырех различных компонент:

$$\sigma_n = \sum_i \sigma_i, \quad (3)$$

а средняя множественность нейтронов, испущенных на всех стадиях распада ядерной системы, может быть записана как

$$M_n = \sum_i M_i = \frac{1}{\sigma_R} \sum_i \sigma_i, \quad (4)$$

где σ_R — сечение реакции. Средняя энергия возбуждения для испарительной стадии грубо может быть оценена с помощью выражения

$$E_{ev}^* \approx \left(\frac{3}{2}T_4 + S_n\right)M_4 + E_\gamma, \quad (5)$$

где $S_n \approx 7$ МэВ — энергия отделения нейтрона, а $E_\gamma \approx 10$ МэВ — энергия, уносимая гамма-квантами.

Сечение реакции на протонах рассчитывалось с помощью компьютерного кода [41–44]. Расчет дал значение 1695 мб, которое хорошо согласуется с результатами, полученными в [10]. Для дейтронов сечение реакции $\sigma_R = 2150$ мб было вычислено на основе выражения из [46]. Близкие значения были также получены с использованием результатов [47, 48]. Согласно [47] сечение реакции срыва протона для столкновений дейтронов с энергией 2 ГэВ с ядрами свинца составляет ≈ 380 мб. Таким образом, сечение процесса, выделяемого пучковым триггером в наших измерениях, равно $\sigma_R^I = 2150 - 380 = 1770$ мб. Сечение реакции для ${}^4\text{He-Pb}$ - и ${}^{12}\text{C-Pb}$ -столкновений согласно [48] составляет 2,44 и 3,0 б соответственно, и эти значения хорошо согласуются с данными из [49, 50]. Значения полного сечения образования нейтронов σ_n , сечения образования нейтронов на стадии фрагментации (третья компонента) σ_3 , соответствующие значения средних множественностей нейтронов M_n и M_3 и средней энергии возбуждения на испарительной стадии E_{ev}^* для исследованных реакций приведены в табл. 3.

Развитая в данной работе модель движущихся источников позволяет оценить, какой вклад в среднюю множественность нейтронов вносит их эмиссия на различных стадиях распада ядерной системы. С переходом от пучка протонов к ядрам ${}^4\text{He}$ величина сечения σ_3 удваивается, а для налетающих ядер ${}^{12}\text{C}$ сечение возрастает примерно в четыре раза. Средние множественности всех испускаемых нейтронов M_n и вклады процесса фрагментации M_3 для пучков протонов с энергией 2 ГэВ и ядер гелия с энергией 1 ГэВ/нуклон имеют близкие значения. Переход к ядрам углерода с энергией 2 ГэВ/нуклон

Таблица 3. Оцененные значения σ_n , M_n , σ_3 , M_3 и E_{ev}^* для взаимодействий p -Pb, d -Pb, ^4He -Pb и ^{12}C -Pb. Погрешность оценки σ_3 , M_3 и E_{ev}^* составляет $\sim 25\%$

| Пучок | E_{beam} , ГэВ | σ_R , б | σ_n , б | M_n , нейт./взаим. | σ_3 , б | M_3 , нейт./взаим. | E_{ev}^* , МэВ |
|-----------------|----------------------------|-------------------|-------------------|-------------------------|-------------------|-------------------------|---------------------|
| p | 2 | 1,695 | $36,9 \pm 5,8$ | $21,8 \pm 3,4$ | 7,9 | 4,7 | 120 |
| d | 2 | 1,77 | $30,2 \pm 6,0$ | $17,1 \pm 3,4$ | 5,9 | 3,4 | 99 |
| ^4He | 4 | 2,44 | $55,1 \pm 8,5$ | $22,5 \pm 3,5$ | 12,8 | 5,2 | 95 |
| ^{12}C | 24 | 3,0 | $87,6 \pm 13,5$ | $29,1 \pm 4,5$ | 23,1 | 7,7 | 133 |

приводит к возрастанию этих величин на 33 и 53 % соответственно. В зависимости от типа реакции доля всех каскадных нейтронов составляет от 22 до 35 %; доля нейтронов, испускаемых в процессе фрагментации ядра-остатка, изменяется от 20 до 26 % при переходе от пучка протонов к ядрам углерода; для испарительных нейтронов вклад в среднюю множественность нейтронов составляет ≈ 43 –58 %. Сравнение результатов, полученных для протонов и дейтронов с энергией 2 ГэВ, показывает, что протоны производят большее число нейтронов и на их образование затрачивается большая энергия пучка, составляющая $\approx 27\%$ энергии налетающих протонов. Переход к пучкам ядер гелия и углерода дает несколько большее число нейтронов от первых трех быстрых процессов по сравнению с данными, полученными на протонах, но близкие значения вкладов в множественность нейтронов для последней испарительной стадии. Для этих ядерных пучков средняя величина полной энергии, затрачиваемой на образование нейтронов на всех стадиях распада ядерной системы, превышает на 45–60 % эту же величину, измеренную на протонах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для проведения анализа результатов измерений нейтронных двойных дифференциальных сечений в области энергий протонов и легких ядер выше 0,5 ГэВ/нуклон нами развит новый подход в рамках модели движущихся источников, в котором в качестве независимых источников рассматриваются все основные стадии распада ядерной системы, сопровождающиеся эмиссией нейтронов, а именно: каскадная стадия в периферических столкновениях, каскадная стадия в центральных столкновениях, стадия фрагментации высоковозбужденного ядерного остатка непосредственно по завершении внутриядерного каскада в центральных столкновениях и заключительная стадия — испарение. Анализ результатов в рамках этой модели показал, что модель

позволяет добиться хорошего описания нейтронных двойных дифференциальных сечений и тем самым оценить вклады различных процессов в эмиссию нейтронов. Интересным результатом является независимость параметров температуры для всех четырех источников от типа и энергии падающей частицы. Причем значение температуры для нейтронов, испускаемых на стадии фрагментации высоковозбужденного остатка, составило $(4,7 \pm 0,3)$ МэВ, что находится в хорошем согласии со значением температуры T_f в точке распада системы на независимые фрагменты, найденной в экспериментах, исследовавших вылет заряженных фрагментов промежуточной массы в реакции мультифрагментации [27, 34–40]. Этот результат представляется важным, так как впервые значение температуры T_f определено методом, в котором отсутствуют поправки на кулоновские эффекты и никак не используются для анализа экспериментальных данных теоретические модели. Интересным результатом является также слабая зависимость от энергии налетающей частицы параметра температуры для испарительной стадии, значения которого только немного превышают величины, полученные для ядерных реакций при низких энергиях.

Интегрирование по энергии и углу двойных дифференциальных распределений позволило оценить полные выходы нейтронов, испускаемых на всех стадиях распада ядерной системы. Для взаимодействий p и d с энергией 2 ГэВ, ^4He с энергией 4 ГэВ и ^{12}C с энергией 24 ГэВ с ядрами свинца значения средней множественности нейтронов составили $21,8 \pm 3,4$, $17,1 \pm 3,4$, $22,5 \pm 3,5$ и $29,1 \pm 4,5$ нейтрона на неупругое взаимодействие соответственно. При этом вклад от нейтронов, испускаемых в процессе фрагментации ядра-остатка, составляет 20–26 %.

Авторы выражают благодарность Н. С. Амелину за предоставление результатов моделирования, П. А. Рукояткину за помощь в транспортировке пучка на мишень и всему коллективу отдела синхрофазотрона, обеспечившему проведение длительных измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Meier M. M., Clark D. A., Goulding C. A. et al. // Nucl. Sci. Eng. 1989. V. 102. P. 310.
2. Meier M. M., Amian W. B., Goulding C. D. et al. // Nucl. Sci. Eng. 1992. V. 110. P. 289.
3. Amian W. B. et al. // Nucl. Sci. Eng. 1992. V. 112. P. 78.
4. Amian W. B. et al. // Nucl. Sci. Eng. 1993. V. 115. P. 1.
5. Stamer S., Scobel W., Amian W. B. et al. // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 1647.
6. Bonner B. E., Simmons J. E., Newsom C. R. et al. // Phys. Rev. C. 1978. V. 18. P. 1418.
7. Scobel W. et al. // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 2010.
8. Cierjacks S., Hino Y., Raupp F. et al. // Phys. Rev. C. 1976. V. 36. P. 1987.

9. *Ledoux X., Borne F., Boudard A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 4412.*
10. *Leray S., Borne F., Boudard A. et al. // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 044621.*
11. *Nakatomo T., Ishibashi K., Shigyo N. et al. // Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyushu University. 1995. V. 55. P. 361.*
12. *Nakatomo T., Ishibashi K., Matsufuji N. et al. // J. Nucl. Sci. Technol. 1995. V. 32. P. 827.*
13. *Требуховский Ю. В., Титаренко Ю. Е., Батяев В. Ф. и др. Препринт ИТЭФ 3-03. М., 2003.*
14. *Баюков Ю. Д., Гаврилов В. Б., Горяинов Н. А. и др. Препринт ИТЭФ-122. М., 1982.*
15. *Баюков Ю. Д., Гаврилов В. Б., Горяинов Н. А. и др. Препринт ИТЭФ-172. М., 1983.*
16. *Sato H., Kurosava T., Iwase H. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 034607.*
17. *Iwata Y. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 054609.*
18. *Barbier M. M. // Proc. ICANS-VI Argonne. Report ANL-82-80.1982. V. 1983. P. 571.*
19. *Pienkowski L., Bohlen H. G., Cugnon J. et al. // Phys. Lett. B. 1994. V. 336. P. 147.*
20. *Pienkowski L., Goldenbaum F., Hilscher D. et al. // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 1909.*
21. *Hilscher D., Jahnke U., Goldenbaum F. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 414. P. 100.*
22. *Letourneau A., Galin J., Goldenbaum F. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 2000. V. 170. P. 299.*
23. *Filges D., Goldenbaum F., Enke M. et al. // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 11. P. 467.*
24. *Васильков П. Г., Мызин Н. С., Чиркин Ю. М. // АЭ. 1995. Т. 79. С. 257.*
25. *Kitsuki H., Ishibashi K., Shigyo N., Kunieda S. // J. Nucl. Sci. Technol. 2001. V. 38. P. 1.*
26. *Cugnon J., Volant C., Vuillier S. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 625. P. 729.*
27. *Bondorf J. P., Botvina A. S., Iljinov A. S., Mishustin I. N., Sneppen K. // Phys. Rep. 1995. V. 257. P. 133.*
28. *Ledoux X., Bohlen H. G., Cugnon J. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 2375.*
29. *Karnaikhov A. V., Avdeyev S. P., Duginova E. V. et al. // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 1282.*
30. *Avdeyev S. P., Karnaikhov V. A., Petrov L. A. et al. nucl-ex/0207001. 2002. V. 1.*
31. *Авдейчиков В. В., Богданов А. И., Будилов В. А. и др. Сообщение ОИЯИ Р1-87-509. Дубна, 1987.*
32. *Pochodzalla J., Möhlenkamp T., Rubehn T. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 1040.*
33. *Hauger J. A., Warren P., Albergo S. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 764.*
34. *Andronenko M. N., Andronenko L. N., Neubert W., Seliverstov D. M. nucl-ex/0112014. 2001. V. 1.*
35. *Srivastava B. K., Scharenberg R. P., Albergo S. et al. nucl-ex/0202023. 2002. V. 1.*
36. *Kadzia D., Wilczynska B., Wilczynski H. // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 054903*

37. *Bracken D. S., Kwiatkowski K., Renshaw Foxford E. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 034612.
38. *Ляпин В. Г., Цветков И. О., Юревич В. И., Яковлев Р. М.* Препринт РИ-217. М.: ЦНИИАтоминформ, 1990.
39. *Цветков И. О., Юревич В. И., Ляпин В. Г.* Сообщение ОИЯИ Р1-94-239. Дубна, 1994.
40. *Кириллов А. Д., Ляпин В. Г., Рукояткин П. А. и др.* Сообщение ОИЯИ Р13-90-193. Дубна, 1990.
41. *Amelin N. S., Komogorov M. E.* // JINR Rapid Commun. 1999. No. 5–6 [97]. P. 52; Part. Nucl., Lett. 2000. No. 3 [100]. P. 35.
42. *Amelin N. S., Komogorov M. E.* JINR Commun. D11–2001–175. Dubna, 2001. P. 1.
43. *Amelin N. S., Toneev V. D., Gudima K. K., Sivoklov S. Yu.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1990. V. 52. P. 172.
44. *Gudima K. K., Mashnik S. G., Toneev V. D.* // Nucl. Phys. A. 1983. V. 401. P. 329.
45. *Napolitani P., Schmidt K.-H., Armbruster P. et al.* // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 1517.
46. *Барашенков В. С.* Сечения взаимодействия частиц и ядер с ядрами. Дубна: ОИЯИ, 1993.
47. *Ситенко А. Г.* Теория ядерных реакций. М.: Энергоатомиздат, 1983.
48. *De Vries R. M., Peng J. C.* // Phys. Rev. C. 1980. V. 22. P. 1055.
49. *Адьясевич Б. П. и др.* // ЯФ. 1984. Т. 40, вып. 2. С. 495.
50. *Аникина М. Х. и др.* // ЯФ. 1984. Т. 40, вып. 2. С. 489.

Получено 30 мая 2005 г.

Редактор *Е. К. Аксенова*

Подписано в печать 27.06.2005.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,68. Уч.-изд. л. 2,37. Тираж 365 экз. Заказ № 54952.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/