

ВТОРИЧНЫЕ РЕАКЦИИ СЛИЯНИЯ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ МИШЕНЕЙ ИЗ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

*Б. Н. Гикал^а, Ю. Г. Тетерев^а, В. Ю. Щеголев^а,
М. В. Здоровец^{б, в}, И. А. Иванов^{б, в}, М. В. Колобердин^{б, в}, В. В. Александренко^б*

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Астанинский филиал Института ядерной физики РК, Астана

^в Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, Астана

В эксперименте на циклотроне ДЦ-60 Института ядерной физики (Астана, Казахстан) наблюдалось испускание нейтронов и измерены их выходы при облучении мишеней из легких элементов: Be, C, Al, Al₂O₃ и LiF тяжелыми ионами Ar, Kr и Xe, имеющими энергию ниже кулоновского барьера. Измерены угловые распределения нейтронов из мишеней. Установлено, что механизмом, ответственным за образование наблюдаемых нейтронов, являются вторичные ядерные реакции между покоящимися ядрами мишени и ядрами отдачи, получившими энергию в результате упругого рассеяния. Проведено сравнение результатов эксперимента и расчетов, основанных на установленном механизме вторичных реакций. Расчеты позволяют оценить выходы вторичных реакций с точностью до коэффициента 2.

In an experiment on cyclotron DC-60 of the Institute of Nuclear Physics, Astana, Kazakhstan, emission of neutrons was observed and their yield was measured during irradiation of light material targets from: Be, C, Al, Al₂O₃ and LiF by heavy ions of Ar, Kr and Xe with energy below the Coulomb barrier. Angular distributions of neutrons from targets were measured. It was found that the mechanism responsible for the formation of the observed neutrons are secondary nuclear reactions between resting target nuclei and elastically scattered recoils. Comparison of experimental results and the calculations based on the mechanism of secondary reactions was done. Calculations allow us to estimate the yield of secondary reactions within a factor of 2.

PACS: 25-70.-z

Пучки тяжелых ионов, ускоренных до энергий от десятков кэВ до единиц МэВ, используются для исследований во многих областях прикладной физики. Из соображений обеспечения безопасности или снижения радиационного фона часто выбирают энергию ионов такой, чтобы она была ниже барьера для ядерной реакции с облучаемым веществом. Однако такой выбор иногда не гарантирует отсутствия ядерных реакций и сопутствующих им излучений при бомбардировке тяжелыми ионами. Здесь речь не идет о подбарьерных реакциях, сечение которых падает экспоненциально с уменьшением энергии, что дает возможность выбрать ее таким образом, что побочными эффектами можно пренебречь.

Как отмечено в работе [1], при облучении тяжелыми ионами низкой энергии мишеней из легких элементов наблюдается испускание нейтронов с выходом, величину которого подбарьерными реакциями невозможно объяснить. В работе [1] высказано предположение, что возможны вторичные ядерные реакции между покоящимися ядрами мишени и ядрами отдачи, получившими большую энергию в результате упругого рассеяния. Энергия ядра отдачи E_2 (МэВ/нуклон) определяется соотношением

$$E_2 = 4 \left(\frac{m_1 \cos \theta_2}{m_1 + m_2} \right)^2 E_1, \quad (1)$$

где E_1 и m_1 — энергия (МэВ/нуклон) и масса (а. е. м.) налетающего иона; m_2 и θ_2 — масса и угол вылета ядра отдачи. Из соотношения следует, что в случае $m_2 \ll m_1$, т. е. при бомбардировке тяжелыми ионами мишеней из легких элементов энергия ядер отдачи в единицах МэВ/нуклон может быть почти в четыре раза выше, чем энергия налетающего иона. Одним из последствий является то, что пробег рассеянных ядер, а следовательно, и область воздействия на облучаемое вещество будет в несколько раз больше. Во-вторых, полученной энергии отдачи может быть достаточно для осуществления ядерной реакции с веществом мишени. В результате реакций могут испускаться протоны, нейтроны и α -частицы. Могут образовываться радиоактивные ядра, которые создают наведенную активность и в результате распада могут испускать γ -кванты и β -частицы.

Задачей настоящей работы является более подробное изучение явления вторичных ядерных реакций, измерение их интенсивности и выявление закономерностей.

В качестве индикатора наличия ядерных реакций при облучении мишени тяжелыми ионами выбран факт испускания нейтронов. Хотя интенсивность выхода нейтронов и интенсивность ядерной реакции связаны сложным образом с индивидуальными свойствами рождающихся ядер и их энергией возбуждения, в данной работе мы ограничиваемся только измерением выхода нейтронов, что представляет и самостоятельный интерес для задачи обеспечения радиационной безопасности.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения были проведены в Институте ядерной физики на циклотроне ДЦ-60 [2] (Астана). Этот ускоритель наиболее удобен для проведения подобных экспериментов. Максимальная энергия пучков составляет 1,75 МэВ/нуклон. Фон от ускорителя при работе на тяжелых ионах близок к естественному, диапазон энергий находится в интересующей нас области.

Для измерений выходов нейтронов выбран детектор с наибольшей чувствительностью. В качестве такого использовался детектор нейтронов СНМ-18 в полиэтиленовом замедлителе диаметром 8 дюймов. Детектор имеет максимальную чувствительность как раз в интересующей нас области спектра энергий нейтронов испарения [3]. Детектор располагался в медианной плоскости пучка на высоте 1300 мм над уровнем пола из бетона.

Облучаемая мишень при измерении выходов нейтронов и их угловых распределений располагалась на электрически изолированном держателе в существующем в конце системы транспортировки пучка боксе. Перед боксом расположен блок диагностики, в ко-

тором последовательно размещены подвижные многопроволочный профилометр пучка и цилиндр Фарадея. Бокс расположен на расстоянии около 8 м от ускорителя.

С помощью профилометра предварительно измерялись форма и размер пучка. С использованием системы транспортировки и фокусировки на мишень направлялся и формировался пучок размером 2×3 см, чтобы избежать повышенной локальной тепловой нагрузки. Размер мишени $5 \times 10 \times 1$ см. Ток пучка ионов предварительно измерялся цилиндром Фарадея. Стабильность тока пучка контролировалась измерением тока с мишени. Установлено, что колебания тока пучка не превышали 5 %.

Калибровка детектора сделана при выключенном ускорителе путем установки на место мишени Pu-Be-источника с выходом нейтронов $(1 \pm 0,1) \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. При такой калибровке автоматически достигался учет влияния на результаты измерения ослабления и рассеяния нейтронов всем окружающим источник веществом.

Измерение фона от всех возможных сторонних источников, возникающих при выводе и проводке пучка, осуществлялось, когда в качестве мишени устанавливался тантал. Этот фон практически не отличался от естественного.

На пучках ионов Ar, Kr и Xe проведены измерения с мишенями из Be, C, Al, Al_2O_3 и LiF. Измерения с ионами Xe проводились на пучках с энергией 1,5; 1,4 и 1,0 МэВ/нуклон, с ионами Kr — с энергией 1,75; 1,4 и 0,72 МэВ/нуклон, а с ионами Ar — с энергией 1 МэВ/нуклон. Ток пучков выведенных на мишень составлял примерно 0,25 мкА для $^{132}\text{Xe}^{+20}$, до 1 мкА — для $^{84}\text{Kr}^{+15}$ и 0,6 мкА — для $^{40}\text{Ar}^{+8}$.

Барьер для ядерной реакции в каждом сочетании используемых пучков и мишеней можно найти, например, в работе [4]. Он во всех случаях существенно выше максимальной энергии того диапазона, в котором проводились эксперименты.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Выход нейтронов из легкой толстой мишени при бомбардировке ее тяжелыми ионами определяли путем интегрирования измеренных угловых распределений плотности потока нейтронов. Измерения там, где была достаточная скорость счета детектора, проводили на расстоянии 1–2 м от мишени под углами 0, 15, 30, 45, 60, 90, 135 и 150° к направлению оси пучка. При низких интенсивностях нейтронов измерения проводили только под 0 и 90°. На основании того, что во всех случаях наблюдалось практически одинаковое отношение скорости счета под 0° к скорости счета под 90°, при расчете выходов принимали, что угловое распределение и при низких интенсивностях аналогично детально измеренным.

На рис. 1 на одном графике приведены угловые распределения нейтронов, измеренные для четырех разных сочетаний мишеней (Be и C), пучков (Xe и Kr) и их энергий. Можно отметить, что в пределах статистической ошибки и нестабильности пучков распределения можно считать подобными. В аналитическом виде угловая зависимость $f(\theta)$ может быть записана в виде

$$f(\theta) = 2 - 3\theta/\pi \quad \text{для } 0 < \theta < \pi/3 \quad \text{и} \quad 1 \quad \text{для } \pi/3 < \theta < \pi, \quad (2)$$

где θ в рад.

С использованием найденной угловой зависимости по результатам измерений посчитаны выходы нейтронов, которые приведены в таблице.

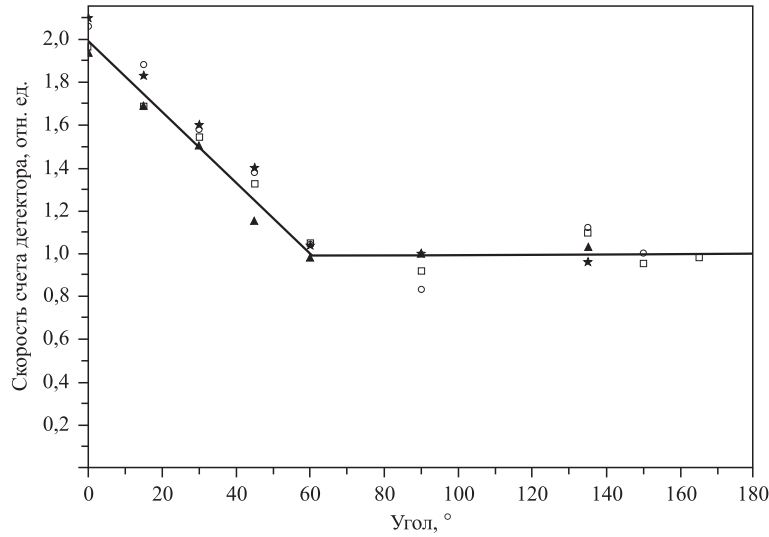


Рис. 1. Угловые распределения нейтронов. Точки — результаты измерения для четырех разных сочетаний мишеней (Be и C), пучков (Xe и Kr) и их энергий; линии — экстраполяция углового распределения

Выход нейтронов при бомбардировке легких мишеней тяжелыми ионами (нейтрон/ион)

Бомбардирующий ион	Энергия, МэВ/пучок	Мишень				
		LiF	Be	C	Al ₂ O ₃	Al
¹³² Xe ⁺²⁰	1,5	(2,0±0,7)·10 ⁻⁷	(1,5±0,5)·10 ⁻⁶	(1,3±0,4)·10 ⁻⁸	(1,6±0,5)·10 ⁻⁸	(3,5±1,2)·10 ⁻⁹
	1,4	(1,9±0,7)·10 ⁻⁷	(1,4±0,5)·10 ⁻⁶	(9,6±3,2)·10 ⁻⁹	(1,1±0,4)·10 ⁻⁸	(3,0±1,0)·10 ⁻⁹
	1,0	(1,3±0,4)·10 ⁻⁷	(9,3±3,1)·10 ⁻⁷	(7,2±2,4)·10 ⁻⁹	(3,1±1,1)·10 ⁻⁹	(4,0±2,0)·10 ⁻¹⁰
⁸⁶ Kr ⁺¹⁵	1,75	(1,3±0,4)·10 ⁻⁷	(6,9±2,3)·10 ⁻⁷	(7,6±2,5)·10 ⁻⁹	(3,9±1,3)·10 ⁻⁹	(1,5±0,5)·10 ⁻⁹
	1,4	(1,0±0,3)·10 ⁻⁷	(3,8±1,3)·10 ⁻⁷	(3,8±1,3)·10 ⁻⁹	(2,0±0,7)·10 ⁻⁹	(4,9±1,7)·10 ⁻¹⁰
	0,72	(3,1±1,1)·10 ⁻⁸	(1,7±0,6)·10 ⁻⁷	—	< 4,0·10 ⁻¹⁰	—
⁴⁰ Ar ⁺⁸	1,0	(8,1±4,0)·10 ⁻⁹	(3,4±1,7)·10 ⁻⁸	(1,0±0,5)·10 ⁻¹⁰	< 4,0·10 ⁻¹¹	—

Ошибка при измерении выходов нейтронов, так же как и в работе [1], обусловлена главным образом тем обстоятельством, что функция чувствительности используемого детектора зависит от энергии нейтронов. Спектры же измеряемых потоков зависят от угла вылета нейтронов из мишени, вещества мишени и частиц пучка. В то же время спектры нейтронов, вылетающих из мишеней, отличаются от спектра Pu-Be-источника, использованного для калибровки.

Кроме того, в результаты измерений выхода вносится ошибка, связанная с неопределенностью выхода нейтронов Pu-Be-источника, нестабильностью тока пучка и статистическая. Общая ошибка измерения оценивается от ± 30 до 50 % в зависимости от статистики.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ВЫХОДОВ НЕЙТРОНОВ

Для проверки достоверности полученных результатов желательно сопоставить их с данными других измерений, но в литературе нами не найдено описания аналогичных экспериментов. Для подтверждения выдвинутой в работе [1] версии происхождения наблюдаемых нейтронов проведены расчеты ожидаемого их выхода. Рассматривалось, что образование нейтронов в исследуемой области энергий ионов происходит в результате последовательного процесса: выбивания за счет упругого рассеяния ядра отдачи из вещества мишени, ядерной реакции слияния его с ядрами мишени и последующего испарения из возбужденного ядра.

Оценка выхода продуктов вторичных реакций Y_i проводилась по формуле

$$Y_i = N_n^2 \iint \sigma_s \left(\frac{dE_1}{dx} \right)^{-1} dE_1 \int \sigma_i \left(\frac{dE_2}{dx} \right)^{-1} dE_2 d\Omega, \quad (3)$$

где N_n — плотность ядер вещества мишени; σ_s — сечение упругого рассеяния бомбардирующих ионов на ядрах мишени; (dE_1/dx) и (dE_2/dx) — дифференциальные потери энергии ионов и ядер отдачи соответственно в веществе мишени; σ_i — сечение образования i -го продукта (нейтрона, протона, α -частицы или остаточного ядра) реакции ядра отдачи с веществом мишени.

Интегрирование проводится от нуля до первичной энергии бомбардирующего иона E_1 по энергии ядра отдачи E_2 , определяемой по формуле (1), и по телесному углу.

При рассмотрении взаимодействия ядер ниже кулоновского барьера в расчетах принято, что в л. с. координат сечение упругого рассеяния описывается формулой Резерфорда:

$$\left(\frac{d\sigma_s}{d\Omega} \right)_R = 5,185 \cdot 10^{-27} \frac{[z_1 z_2 (m_1 + m_2) / m_1 m_2 E_1]^2}{\cos^3 \theta_2}. \quad (4)$$

Значения dE_1/dx , dE_2/dx и σ_i взяты из программы LISE⁺⁺ [5].

При расчетах интегрирование заменено суммированием. Шаг по E_1 и E_2 взят равным 0,1 МэВ/нуклон и по углу θ — 5°.

Расчеты проводились по последовательным слоям мишени, в которых исследуемый ион терял одинаковую порцию своей энергии ΔE . Толщина i -го слоя $t_i = \Delta E / (dE/dx)_i$, где дифференциальные потери энергии принимались для этого слоя постоянными и равными потерям при энергии E_i при входе в слой. Постоянными также принимались сечение рассеяния и сечение образования нейтронов в слое. Толщина слоя выбиралась довольно малой, примерно равной 1 мг/см², чтобы избежать зависимости сечения от толщины мишени, так как в программе LISE⁺⁺ предполагается, что реакция имеет место в середине мишени. Полный выход нейтронов из толстой мишени определялся суммированием по всем слоям, в которых происходили последовательные потери энергии.

На рис. 2–5 приведены результаты расчетов выхода нейтронов при облучении мишеней из бериллия, углерода, алюминия и LiF ионами ксенона, криптона и аргона в зависимости от энергии пучка. Результаты расчета на рисунках даны в виде линий и помечены символом, например, Ag, бомбардирующего иона. Там же приведены экспериментальные значения, полученные в данной работе и взятые из работы [1] для ионов Kr и Xe с энергией 2,5 МэВ/нуклон.

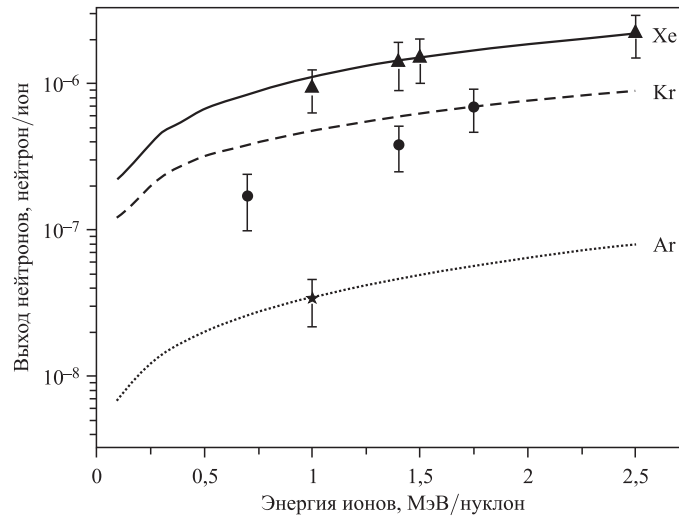


Рис. 2. Выходы нейтронов при облучении ионами Ar, Kr и Xe мишени из Be. \blacktriangle — результаты эксперимента при облучении ионами Xe; \bullet — ионами Kr и \star — ионами Ar; сплошная линия — результаты расчета выхода при облучении ионами Xe, штриховая — ионами Kr и пунктирная — ионами Ar. (Все результаты расчетов разделены на коэффициент 1,6)

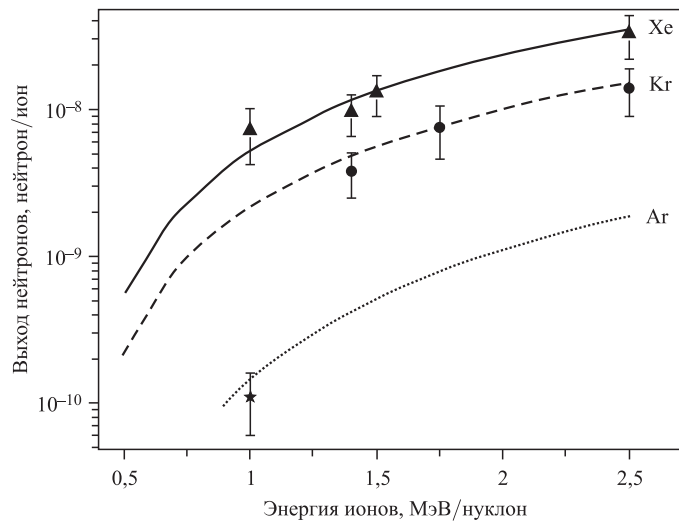


Рис. 3. Выходы нейтронов при облучении ионами Ar, Kr и Xe мишени из графита. Обозначения те же, что и на рис. 2

Результаты сравнений расчета и эксперимента можно рассматривать в качестве теста, демонстрирующего, насколько достоверно принятое объяснение механизма образования нейтронов. Следует отметить, что для удовлетворительного совпадения результатов экс-

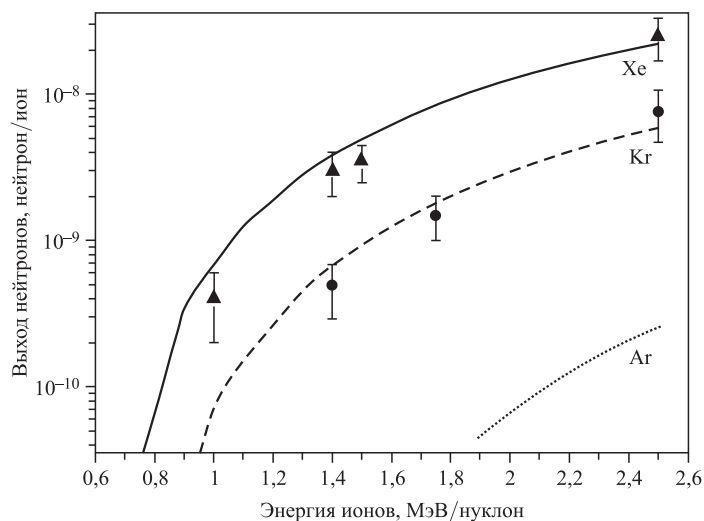


Рис. 4. Выходы нейтронов при облучении ионами Ar, Kr и Xe мишени из алюминия. Обозначения те же, что и на рис. 2

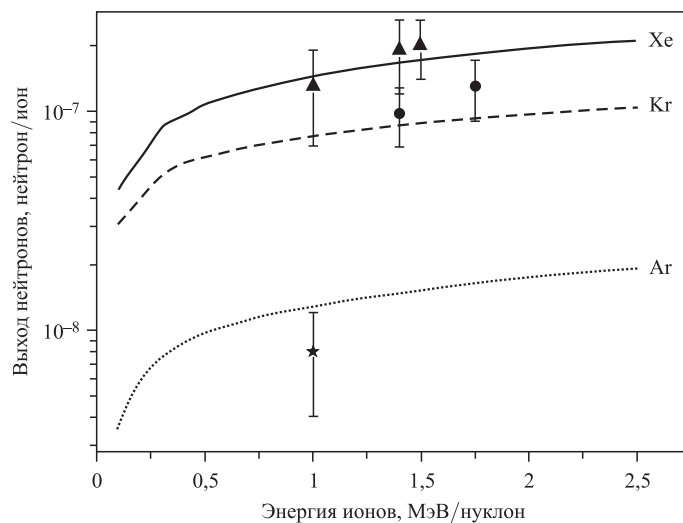


Рис. 5. Выходы нейтронов при облучении ионами Ar, Kr и Xe мишени из LiF. Обозначения те же, что и на рис. 2

перимента и расчетов последние были уменьшены на коэффициент 1,6. Имеющееся различие вполне допустимо, если учитывать, что были использованы расчетные сечения образования нейтронов, достоверность которых оценивается с коэффициентом 2. На основании теста можно сделать вывод, что при использовании формулы (3) можно оценивать выходы нейтронов от вторичных реакций для других сочетаний пучков и мишеней

с точностью до коэффициента 2. Другой вывод заключается в том, что если с помощью формулы (3) можно оценивать выходы нейтронов, то есть все основания утверждать, что она пригодна для оценки выходов и других продуктов вторичных реакций.

Мишень из окиси алюминия была использована, чтобы продемонстрировать практическую пользу данной работы. Результаты измерения дают возможность оценивать фон нейтронов при использовании тяжелых ионов для определения содержания элементов в рудах, например редкоземельных, по кулоновскому возбуждению.

Исследованные в настоящей работе вторичные реакции могут наблюдаться только в случаях облучения мишеней из легких элементов тяжелыми ионами. Наблюдаемое явление увеличения энергии легких ядер при рассеянии их на тяжелых, возможно, необходимо учитывать при расчетах скоростей синтеза в области астрофизики, где понятия пучка и мишени взаимозаменяемы. Возможно также, что скорость термоядерных реакций может быть увеличена, если в составе плазмы будут содержаться примеси более тяжелых ионов, которые будут служить в качестве катализатора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наблюдалось испускание нейтронов, и измерены их выходы при облучении мишеней из легких элементов: Be, C, Al, Al₂O₃ и LiF тяжелыми ионами Ag, Kr и Xe, имеющими энергию ниже кулоновского барьера. Измерены угловые распределения нейтронов из мишеней. Установлено, что механизмом, ответственным за образование наблюдаемых нейтронов, являются вторичные ядерные реакции между покоящимися ядрами мишени и ядрами отдачи, получившими энергию в результате упругого рассеяния. Проведено сравнение результатов эксперимента и расчетов, основанных на установленном механизме вторичных реакций. Расчеты позволяют оценить выходы вторичных реакций с точностью до коэффициента 2.

Авторы благодарны сотрудникам циклотрона ДЦ-60 ИЯФ (Астана) за предоставленную возможность проведения измерений и обеспечение бесперебойной работы ускорителя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гикал Б. Н. и др. Выходы нейтронов из конструкционных металлов при бомбардировке тяжелыми ионами с энергией 2,5 МэВ/нуклон // Письма в ЭЧАЯ. 2014. Т. 11, вып. 2(186). С. 293–301.
2. Гикал Б. Н. и др. Циклотронный комплекс ДЦ-60 для научно-прикладных исследований и промышленного применения в области нанотехнологий // АЭ. 2007. Т. 103, вып. 6. С. 357–364; препринт ОИЯИ Р9-2007-104. Дубна, 2007.
3. Мартинкович Й., Тимошенко Г. Н. Расчет функций чувствительности многосферного спектрометра нейтронов. Препринт ОИЯИ Р16-2005-105. Дубна, 2005.
4. Wilcke W. W. et al. Reaction Parameters for Heavy-Ion Collisions // At. Data Nucl. Data Tables. 1980. V. 25. P. 389–619.
5. Tarasov O. B., Bazin D. LISE⁺⁺: Radioactive Beam Production with In-flight Separators // Nucl. Instr. Meth. B. 2008. V. 266. P. 4657–4664.

Получено 18 ноября 2013 г.