

УДК 539.172.13

## ЭФФЕКТИВНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ДЛЯ ( $\alpha$ , $n$ ) РЕАКЦИЙ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

© 2020 г. Э. М. Газеева<sup>1,2,\*</sup>, А. А. Безбах<sup>1</sup>, В. З. Гольдберг<sup>3</sup>, М. С. Головков<sup>1,2</sup>, Б. Залевски<sup>1,4</sup>,  
Ж. К. Курманалиев<sup>1,5</sup>, Д. К. Наурузбаев<sup>6,7</sup>, А. К. Нурмуханбетова<sup>8</sup>, А. Сериков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований,  
Дубна, Россия

<sup>2</sup>Государственное бюджетное учреждение высшего образования Московской области  
“Университет “Дубна”, Дубна, Россия

<sup>3</sup>Техасский университет A&M, Колледж-Стейшен, США

<sup>4</sup>Варшавский университет, Лаборатория тяжелых ионов, Варшава, Польша

<sup>5</sup>Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Нур-Султан, Казахстан

<sup>6</sup>Национальная лаборатория Astana, Назарбаев университет, Нур-Султан, Казахстан

<sup>7</sup>Федеральное государственное образовательное учреждение высшего образования  
“Санкт-Петербургский государственный университет”, Санкт-Петербург, Россия

<sup>8</sup>Назарбаев университет, Нур-Султан, Казахстан

\*E-mail: gazeeva1993@gmail.com

Поступила в редакцию 30.10.2019 г.

После доработки 25.11.2019 г.

Принята к публикации 27.12.2019 г.

В работе представлен новый метод измерения функции возбуждения для реакций с вылетом нейтрона. Тестовый эксперимент был проведен на ускорителе тяжелых ионов DC-60 Междисциплинарного научно-исследовательского комплекса (Нур-Султан, Казахстан). Была измерена функция возбуждения реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$  под углом  $180^\circ$  в диапазоне энергий 1.7–2.6 МэВ в системе центра масс. Полученные результаты сравниваются с данными других работ и обсуждаются перспективы нового метода.

DOI: 10.31857/S0367676520040110

### ВВЕДЕНИЕ

Изначально методика толстой мишени в инверсной кинематике (ТМИК) была предложена в работе [1] для поиска  $\alpha$ -кластерных состояний, проявляющихся в качестве резонансов при упругом рассеянии  $\alpha$ -частиц атомными ядрами. В рамках  $R$ -матричной теории ядерных реакций [2] амплитуду упругого рассеяния можно представить в виде суммы амплитуд потенциального рассеяния и резонансного рассеяния, связанного с механизмом образования и последующего распада промежуточного состояния (составного ядра). Амплитуда потенциального рассеяния плавно зависит от энергии налетающих частиц, в то время как амплитуда процесса, связанного с образованием составного ядра, определяется наличием резонансов в соответствующей области энергии возбуждения составного ядра. Если при данной энергии возбуждения помимо входного канала открыты и другие каналы распада составного ядра, то резонансная структура составного ядра будет определять и функцию возбуждения соответ-

ствующего канала реакции. Здесь и далее под функцией возбуждения мы будем понимать зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния или иного выходного канала реакции от энергии налетающих частиц. Таким образом, измерение функции возбуждения для различных выходных каналов реакции, идущей через стадию образования составного ядра, позволяет получить информацию о структуре спектра возбуждения составного ядра.

В экспериментах, выполненных по методике ТМИК пучок тяжелых ионов, ускоренных циклотроном через тонкое входное окно попадал в мишенную камеру, наполненную гелием. Размеры камеры и давление газа выбирались исходя из требования полной остановки пучка в объеме камеры вследствие ионизационных потерь. Таким образом, энергия пучка вдоль трека уменьшалась от начального значения в области входного окна до нуля вблизи задней стенки камеры. При упругом рассеянии ионов пучка на ядрах гелия  $\alpha$ -частицы отдачи, вылетевшие под малыми углами

относительно направления пучка, долетали до задней стенки мишенной камеры, потеряв сравнительно небольшую часть своей энергии, поскольку удельная ионизация  $\alpha$ -частиц значительно меньше удельной ионизации ионов пучка. Эти  $\alpha$ -частицы регистрировались кремниевыми детекторами, установленными вблизи задней стенки камеры. Энергия  $\alpha$ -частиц, с учетом ионизационных потерь, определяется энергией ионов пучка в точке взаимодействия с ядрами гелия. Таким образом, измерение энергии ядер отдачи позволяет реконструировать функцию возбуждения упругого рассеяния. Поскольку измерения упругого рассеяния тяжелых ионов на  $\alpha$ -частицах производятся в инверсной кинематике, регистрация  $\alpha$ -частиц под нулем градусов относительно направления пучка соответствует  $180^\circ$  в системе центра масс (СЦМ). Под данным углом достигается наилучшее энергетическое разрешение и при определенных условиях оно может составлять  $\sim 25$  кэВ в СЦМ. В классическом подходе, когда функция возбуждения измеряется на моноэнергетических пучках электростатических ускорителей с использованием тончайших мишеней энергетическое разрешение может достигать долей кэВ, однако, исследование широкого энергетического диапазона с энергетическим шагом, сопоставимым с энергетическим разрешением, становится чрезвычайно трудоемким. Кроме того, измерения под углом  $180^\circ$  в силу геометрии опыта становятся недоступными, а именно эта область углов представляет наибольший интерес, поскольку здесь отношение сечения резонансного рассеяния к сечению потенциального рассеяния, как правило, достигает максимального значения.

Подход ТМИК не может конкурировать с классическим подходом в смысле энергетического разрешения, но этот недостаток в ряде случаев может быть компенсирован его высокой эффективностью. В настоящее время методика ТМИК используется в экспериментах со стабильными пучками, однако, она становится все более популярной в исследованиях резонансного рассеяния, вызванного пучками редких экзотических ядер.

Если при образовании составного ядра, помимо входного канала, открыт канал нейтронного распада, то функция возбуждения соответствующего канала также должна носить резонансный характер. Как видно из вышеизложенного, идея метода ТМИК основана на разнице удельных потерь энергии налетающего пучка и ядер отдачи. Чем больше эта разница, тем выше точность измерения. Так как нейтроны вообще не теряют энергию на ионизацию, возникает большой интерес опробовать данную методику для реакции с образованием нейтрона в выходном канале. Основной проблемой для таких реакций является измерение энергии нейтрона. В диапазоне энергий нескольких МэВ наиболее надежным спосо-

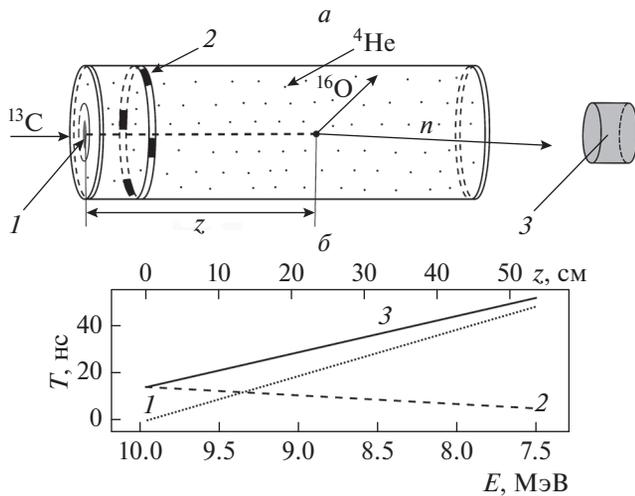
бом измерения энергии нейтронов является метод измерения времени пролета, а для получения опорного (стартового) сигнала можно использовать временную структуру циклотронного пучка.

Ниже мы представляем первое применение метода ТМИК для измерения функции возбуждения  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$  реакции. Данная реакция важна в s-процессах нуклеосинтеза, происходящих в звездах [3]. В связи с этим ее функция возбуждения в широком диапазоне энергий  $\alpha$ -частиц хорошо изучена – этот факт явился определяющим в выборе реакции. Кроме того, в Университете Нотр-Дам (США) были проведены новые измерения и выполнен всесторонний анализ данных, относящихся к вычислению скорости протекания  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$  реакции [4].

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент был проведен на циклотроне тяжелых ионов DC-60 в г. Астана (в настоящее время г. Нур-Султан), Казахстан. Схема эксперимента представлена на рис. 1а. Камера рассеяния цилиндрической формы (диаметром 15.5 см и длиной 53 см) была изготовлена из нержавеющей стали с толщиной стенки 0.25 см и заполнена гелием с чистотой 99.99%. Пучок ионов  $^{13}\text{C}$  из циклотрона попадал в камеру рассеяния через тонкое входное окно, изготовленное из титановой фольги толщиной 2 мкм. Энергия пучка уменьшалась за счет ионизационных потерь в газе по мере его прохождения в камере. Ионы пучка, не участвовавшие в ядерных реакциях в газе, тормозились в заднем фланце мишенной камеры. При давлении газа  $\sim 25$  торр пучок ионов терял около 25% своей энергии. В случае реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$  внутри камеры нейтрон, вылетевший вперед, мог быть зарегистрированным нейтронным детектором.

На рис. 1б приведена расчетная  $E-T$  диаграмма для энергии пучка циклотрона 13 МэВ и давления газа 24 торр. После прохождения через входное окно энергия иона  $^{13}\text{C}$  уменьшается до 10 МэВ. Нулевая отметка времени соответствует моменту, когда ион  $^{13}\text{C}$  попадает в объем газа. Из-за временной структуры циклотронного пучка этот момент коррелирует с фазой высокочастотных колебаний ускоряющего поля циклотрона (ВЧ). Точечная линия 1 соответствует времени пролета ионов пучка как функции расстояния  $z$  от входного окна, а нижняя горизонтальная шкала – изменению энергии пучка вдоль этого пути. Если в некоторой точке  $z$  происходит реакция  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ , по значению энергии пучка в этой точке можно вычислить энергию нейтрона, летящего вперед. Пунктирная линия 2 показывает время регистрации нейтрона относительно момента его образования. Сумма этих времен (сплошная линия 3) дает время регистрации нейтронов относительно фазы ВЧ. Другими словами, измерение вре-

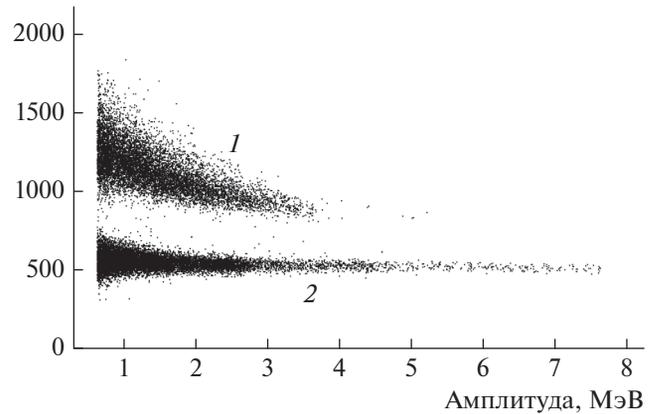


**Рис. 1.** (а) Схема эксперимента: 1 – входное титановое окно, 2 – четыре мониторных детектора, 3 – нейтронный детектор на основе кристалла стильбена, схематично показан канал реакции  $^{13}\text{C} + \alpha \rightarrow ^{17}\text{O}^* \rightarrow ^{16}\text{O} + n$ . (б)  $E$ – $T$  диаграмма: 1 – время  $T_1$  пролета пучка после прохождения через входное окно, 2 – время  $T_2$  пролета нейтрона из точки ядерной реакции до нейтронного детектора, 3 – сумма времен  $T_1 + T_2$ ,  $z$  – расстояние от входного окна (верхняя горизонтальная ось). Нижняя горизонтальная ось показывает уменьшение энергии пучка в результате ионизационных потерь в газе.

менного спектра нейтронов позволяет реконструировать функцию возбуждения реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ . В реальном эксперименте точность восстановления зависит от многих факторов. Временная ширина сгустка циклотронного пучка приводит к соответствующему размытию временного спектра нейтронов. Энергетический разброс пучка приводит к пространственному разбросу энергии ионов вдоль траектории в газовой мишени. Дополнительная неопределенность возникает из-за удаления камеры рассеяния от циклотрона: быстрые частицы пучка достигают входного окна камеры раньше, чем медленные. Неоднородность тонкой входной фольги, многократное рассеяние и флуктуации энергетических потерь ионов пучка, временное разрешение и конечный размер нейтронного детектора также влияют на точность этого метода.

В настоящем эксперименте нейтроны регистрировались с помощью кристалла стильбена цилиндрической формы (диаметр 8 см, толщина 5 см), оптически связанного с фотоумножителем Photonis XR4312/B. Детектор был размещен под углом  $0^\circ$  на расстоянии 36 см относительно задней стенки камеры рассеяния. Преимущество детекторов этого типа заключается в возможности разделения сигналов нейтронов от  $\gamma$ -квантов по

Амплитуда сигнала МРД-4, каналы

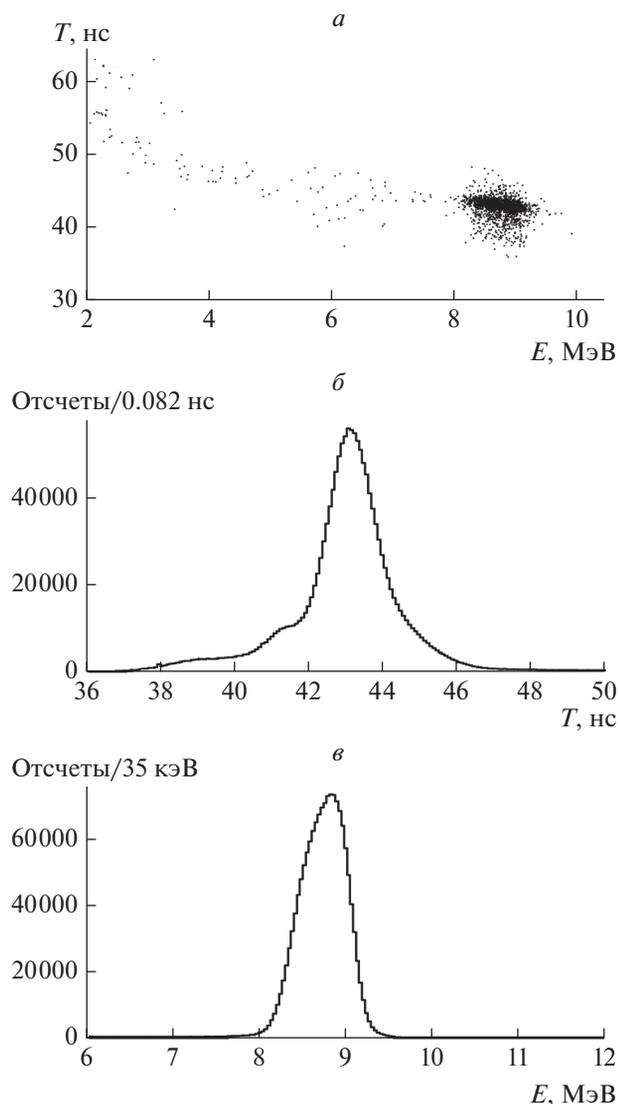


**Рис. 2.** Двумерная гистограмма, показывающая качество разделения сигналов нейтронов 1 и  $\gamma$ -квантов 2 по форме импульса.

форме импульса. Калибровка амплитуды была проведена с использованием  $\gamma$ -источников  $^{60}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$ . Временное разрешение для амплитуд выше 0.5 МэВ (в электронном эквиваленте) составляло менее 0.5 нс. На рис. 2 показан двумерный идентификационный спектр, измеренный с помощью модуля МРД-4 (Mesytec).

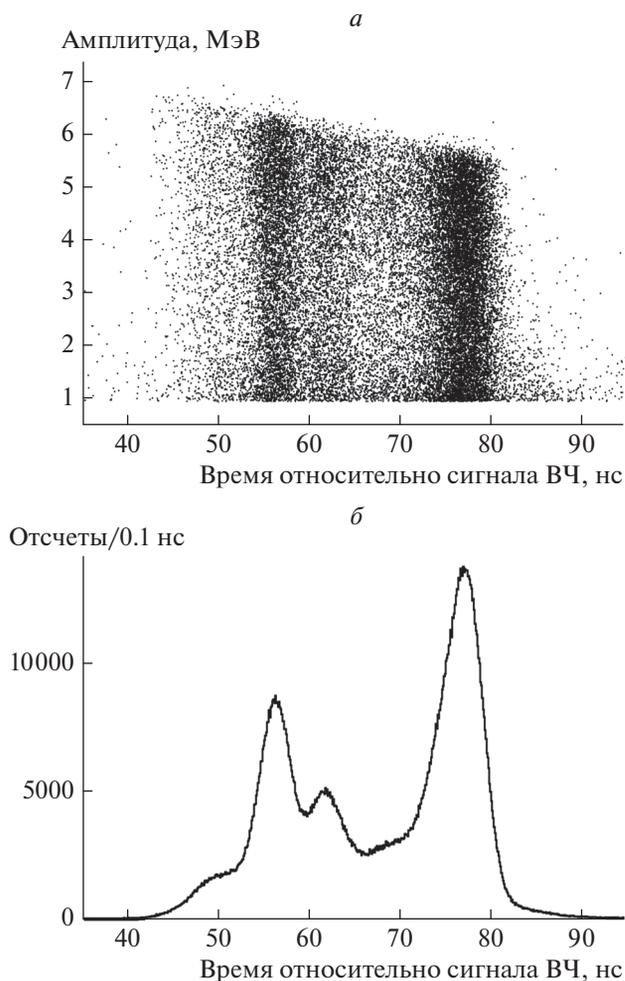
Четыре мониторных кремниевых детектора были установлены на кольцеобразном держателе внутри камеры для регистрации ионов пучка, упруго рассеянных на входном окне (см. рис. 1а). Детекторы были размещены под углом  $41^\circ$  на расстоянии 94.7 мм относительно центра входного окна. На рис. 3 показан двумерный спектр одного из детекторов, соответствующие проекции приведены на рис. 3б, 3в. Полная ширина пика упругого рассеяния составляет  $\sim 750$  кэВ. В основном она определяется неоднородностью входной фольги  $\sim 15\%$  и зависимостью энергии ионов от угла рассеяния ( $41 \pm 2^\circ$ ). Можно отметить наклон в  $E$ – $T$  спектре, который связан со временем пролета тяжелых ионов (10 м) до входного окна камеры рассеяния. Ширина пика во временной проекции не превышает 2 нс.

На рис. 4а показан двумерный спектр, измеренный нейтронным детектором: время регистрации нейтрона относительно фазы ВЧ против амплитуды сигнала. На рис. 4б показана проекция спектра на ось времени. Время  $\sim 46$  нс соответствует моменту прохождения ионов  $^{13}\text{C}$  через входное окно, а время  $\sim 81$  нс – моменту, когда ионы останавливаются в заднем фланце камеры. События за пределами этого интервала не могут соответствовать регистрации нейтрона из реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ , и счет в этой области демонстрирует низкий уровень фоновых событий. В спектре отчетливо наблюдаются пики, происхождение которых связано с заселением и последующим



**Рис. 3.** Спектры мониторинговых детекторов: (а) двумерная  $E$ - $T$  гистограмма, где  $T$  – время между фазой ВЧ и временным сигналом мониторингового детектора,  $E$  – энергия упруго рассеянных ядер  $^{13}\text{C}$ . (б, в) Проекция спектра на оси времени и энергии, соответственно.

распадом резонансных уровней составного ядра  $^{17}\text{O}$  в реакции  $^{13}\text{C} + \alpha \rightarrow ^{17}\text{O}^* \rightarrow ^{16}\text{O} + n$ . Принимая диаграмму, изображенную на рис. 1б, в качестве калибровки, временной спектр, представленный на рис. 4б, может быть преобразован в функцию возбуждения в предположении, что все события соответствуют реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ . Как уже упоминалось выше, многие факторы влияют на точность восстановления функции возбуждения. Чтобы учесть все факторы, было выполнено полное моделирование эксперимента методом Монте-Карло в рамках пакета GEANT4 [5]. Разброс энергии циклотронного пучка (0.5%), временная ширина сгустка пучка (2 нс), неоднородность



**Рис. 4.** Двумерная гистограмма, измеренная с помощью нейтронного детектора (а) и ее проекция на временную шкалу (б); пики связаны с заселением и последующим распадом резонансных уровней составного ядра  $^{17}\text{O}^*$  в реакции  $^{13}\text{C} + \alpha \rightarrow ^{17}\text{O}^* \rightarrow ^{16}\text{O} + n$ .

входной титановой фольги (15%) были взяты в качестве входных параметров для моделирования. В результате получена оценка разрешения  $\sim 70$  кэВ в с. ц. м. Это значение хорошо согласуется с ширинами пиков во временном спектре (рис. 4в). Основным фактором, влияющим на разрешение, является временная ширина циклотронного сгустка, вклад которого составляет более половины полного экспериментального разрешения.

Было проведено два цикла измерений с энергией пучка  $^{13}\text{C}$  13 и 14.3 МэВ соответственно. На рис. 5 представлена восстановленная функция возбуждения для реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$  для обоих измерений. Как видно из рисунка, в области перекрытия оба измерения хорошо согласуются друг с другом. Наиболее близкие измерения представлены в работе [6], где функция возбуждения реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$  измерялась под углом  $149^\circ$  в СЦМ.

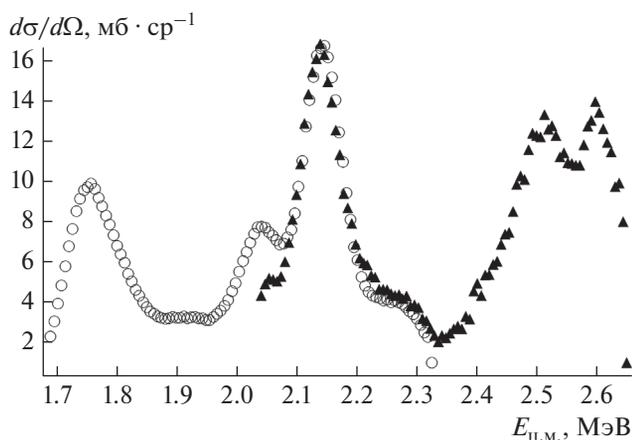


Рис. 5. Функция возбуждения для реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$  при энергии пучка  $^{13}\text{C}$  13 МэВ (кружки) и 14.3 МэВ (треугольники); пики связаны с заселением и последующим распадом резонансных уровней составного ядра  $^{17}\text{O}^*$  в реакции  $^{13}\text{C} + \alpha \rightarrow ^{17}\text{O}^* \rightarrow ^{16}\text{O} + n$ .

В целом результаты нашей работы согласуются с данными работы [6], однако, разница в углах регистрации не позволяет провести детальное сравнение. Наблюдаемые различия в положении пиков и их относительной интенсивности могут быть объяснены угловой зависимостью дифференциального сечения и различием экспериментальных разрешений.

Запланированные как тест, измерения позволили сделать определенные предположения о физическом содержании проблемы. К настоящему времени наиболее детальный анализ структуры ядра  $^{17}\text{O}$  выполнен в работе [4], где большой набор экспериментальных данных по упругому и неупругому рассеянию  $^{13}\text{C}(\alpha, \alpha)$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}(n, n)$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}(n, n')$ ,  $^{16}\text{O}$  и реакций  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}(n, \alpha)$ ,  $^{13}\text{C}$ , ведущих к образованию составного ядра  $^{17}\text{O}$  анализировался в рамках  $R$ -матричного формализма. В результате были определены параметры резонансов (положения, ширины, спины и четности) ядра  $^{17}\text{O}$  в широком диапазоне энергий возбуждения (см. табл. X в работе [4]).

Используя эти параметры, мы выполнили расчеты функции возбуждения реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$  по программе AZURA [7] для угла регистрации нейтрона  $180^\circ$  в СЦМ. Сравнение показало значительное расхождение в относительной интенсивности пиков модельных расчетов с экспериментальным наблюдением.

Возможно, это несоответствие указывает на неучтенную интерференцию широких низкоспиновых резонансов при анализе в работе [4]. Если это так, то недостающие уровни могут влиять на результаты экстраполяции сечения в область по-

рога  $^{17}\text{O}^* \rightarrow ^{13}\text{C} + \alpha$ . Однако, чтобы сделать надежный вывод, необходим всеобъемлющий анализ, подобный тому, что был проделан в работе [4], но с учетом данных по дифференциальному сечению реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$  в области задней полусферы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены первые измерения функции возбуждения для реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$  при  $180^\circ$  в СЦМ в рамках методики толстой мишени в инверсной кинематике. Функция возбуждения была получена в интервале энергий 1.7–2.6 МэВ в СЦМ с энергетическим разрешением  $\sim 70$  кэВ, которое, в основном, определяется параметрами циклотронного пучка. Измерения были выполнены с целью демонстрации возможностей новой методики измерения функции возбуждения  $(\alpha, n)$  реакции. Показано, что энергетическое разрешение при измерениях функции возбуждения для реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$  с помощью подхода ТМИК зависит главным образом от временной ширины сгустка пучка. Планируется улучшить энергетическую структуру пучка в мишенной камере, используя более тонкую фольгу для входного окна. Мы рассчитываем на то, что энергетическое разрешение  $\sim 30$  кэВ является достижимым. Следует также отметить высокую эффективность новой методики. Наблюдаемая статистика в пиках составляет более  $10^5$  отсчетов. Это результат 30-ти часовых измерений при интенсивности пучка, составлявшей всего лишь несколько наноампер.

Работа выполнена частично при поддержке грантов: № 17-12-01367 Российского научного фонда, № BR05236454 грантового финансирования Министерства Республики Казахстан, грантового проекта Назарбаев университета “Импульсная ионная обработка пучка ионов объемной плазмы” и гранта полномочного представителя Правительства Республики Казахстан в ОИЯИ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Артёмов К.П., Белянин О.П., Ветошкин А.Л. и др. // ЯФ. 1990. Т. 52. № 3. С. 634; Artemov K.P., Belyanin O.P., Vetoshkin A.L. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1990. V. 52. № 3. P. 408.
2. Lane A.M., Thomas R.G. // Rev. Mod. Phys. 1958. V. 30. № 2. P. 257.
3. Gallino R., Arlandini C., Busso M. et al. // Astrophys. J. 1998. V. 497. № 1. P. 388.
4. Heil M., Detwiler R., Azuma R.E. et al. // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. № 2. Art. № 025803.
5. <http://geant4.web.cern.ch/>.
6. Walton R.B., Clement J.D., Borelli F. et al. // Phys. Rev. 1957. V. 107. № 4. P. 1065.
7. <https://azure.nd.edu/>.