

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ  
СЕЧЕНИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

© 2012 г. Ю. Г. Соболев, М. П. Иванов, Ю. Э. Пенионжкевич

*Объединенный институт ядерных исследований**Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6**E-mail: sobolev@nrmil.jinr.ru*

Поступила в редакцию 20.12.2011 г.

Описаны экспериментальная методика и установка для проведения измерений энергетической зависимости полных сечений ядерных реакций с пучками стабильных и радиоактивных ядер при кинетических энергиях вблизи кулоновского барьера. Использован модифицированный метод трансмиссии, дополненный регистрацией  $\gamma$ -квантов в  $4\pi$ -геометрии и идентификацией частиц полупроводниковым детектором по форме импульса.

## ВВЕДЕНИЕ

Известно, что экспериментальные исследования реакций с экзотическими ядрами обусловили развитие экспериментальных методик. В первую очередь это связано с тем, что наиболее интересные для исследования пучки радиоактивных ядер имеют низкую интенсивность, неудовлетворительные параметры, такие как эмиттанс, элементная чистота пучка и др., чтобы соответствовать требованиям традиционных методик, разработанных для пучков стабильных ядер. В полной мере это относится и к проблеме измерения полных сечений реакций, где особенно критичны такие параметры пучка, как его чистота и интенсивность.

Описываемая ниже экспериментальная установка, согласно классификации, предложенной в [1], связана с группой методик, адаптированных к условиям работы с пучками радиоактивных ядер, получаемых методом “фрагмент-сепаратора” [2]. В ней используется модифицированный для экспериментов в области низких энергий с различными мишенями известный метод трансмиссии [3], который в измененном виде успешно применяется в современных исследованиях [4, 5].

## МЕТОД ТРАНСМИССИИ

Метод трансмиссии (или метод пропускания, согласно обзору [6]) основан на измерении величины относительного убывания частиц пучка из-за вступления их в реакцию с ядрами мишени. Другими словами, последовательное применение метода подразумевает корректное измерение количества частиц пучка до ( $I_0$ ) и после ( $I$ ) прохождения мишени толщиной  $N$  (удельное число ядер)

с последующим определением сечения реакции  $\sigma_R$  по формуле

$$I = I_0 \exp(-N\sigma_R). \quad (1)$$

Для упрощения экспоненциального выражения (1) допустим, что  $N\sigma_R \ll 1$ . Поскольку в данной работе рассматривается случай измерения сечения на тонких мишенях, то это допущение справедливо, и выражение (1) приводится к линейному виду (2):

$$N\sigma_R = (I_0 - I)/I_0. \quad (2)$$

Преимущество простоты идеи метода умалется сложностью реализации корректного измерения величины  $I$  из-за трудности разделения событий реакции и фоновых процессов, например: событий неупругого рассеяния на угол  $\theta$ , с одной стороны, и упругого рассеяния на угол  $\theta$ , а также событий пролета частицы под углом  $\theta$  из-за неудовлетворительных параметров пучка, с другой. В экспериментах по измерению  $\sigma_R$  на Si-мишени с пучками различных ионов высоких энергий указанные трудности относительно успешно решались методом многослойного телескопа [3–5]. Возможно распространение данного метода с Si-мишеней на германиевые и алмазные монокристаллические детекторы-мишени. Недостаток методики проявляется при снижении энергии пучка к области кулоновского барьера. Ограничения трансмиссионной методики многослойного телескопа, связанные с выделением каналов реакции, можно компенсировать с помощью методики  $\gamma$ -спектрометра полной геометрии.

МЕТОД ГАММА-СПЕКТРОМЕТРА ПОЛНОЙ  
ГЕОМЕТРИИ

Идея использовать в качестве метки события “prompt”  $\gamma$ -излучение, сопровождающее подав-

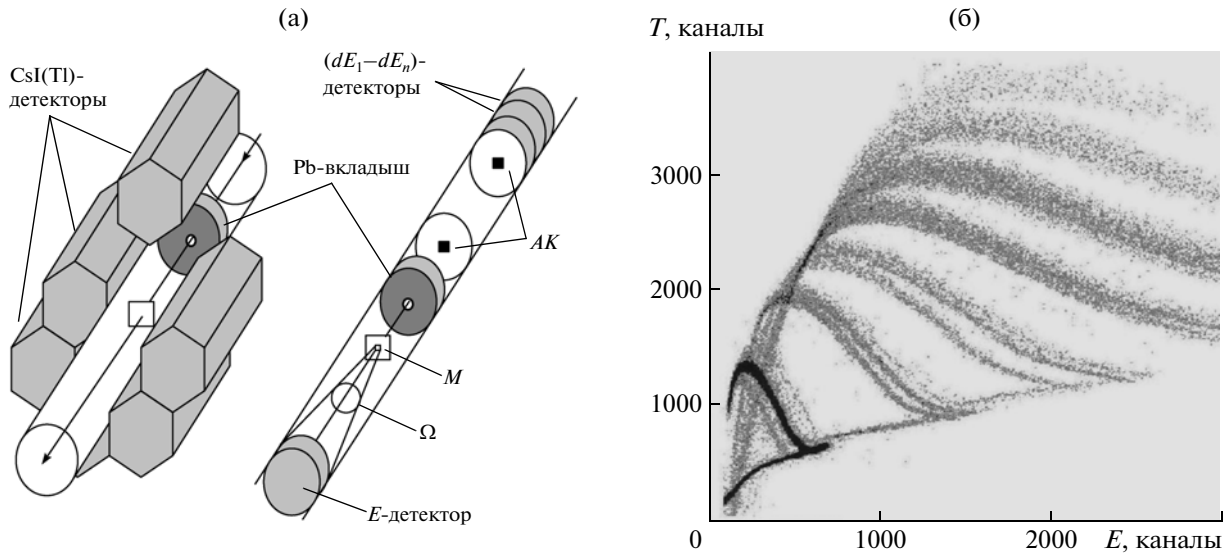


Рис. 1. а – схематическое изображение сборки CsI(Tl)-детекторов спектрометра. АК – активный коллиматор, М – мишень; б – двумерный  $(E, T)$ -спектр идентификации заряженных частиц  $E$ -детектором [10].

ляющее большинство событий ядерной реакции, не нова [7]. Трансмиссионная методика многослойного телескопа, дополненная  $\gamma$ -спектрометром, описана, например, в работе [8]. Телескоп из четырех кремниевых  $dE$ - $E$ -детекторов, окруженный четырнадцатью NaI(Tl)-сцинтилляционными  $\gamma$ -детекторами, обеспечивал измерения полных сечений реакции по методу [9]. Были измерены усредненные по энергии полные сечения реакций для ряда нейтронно-избыточных изотопов частиц вторичного пучка. Поскольку все детекторы телескопа – как тонкие  $dE$ -детекторы, так и  $E$ -детектор полной остановки частиц пучка – находились внутри  $\gamma$ -спектрометра, то он с одинаковой эффективностью регистрировал  $\gamma$ -излучение от них. В итоге в работе были получены только “средневзвешенные по энергии полные сечения реакции”.

Очевидно, для измерения  $\sigma_R(E)$  с достаточной точностью необходимо размещение всех (за исключением тонкой мишени) элементов телескопа как потенциальных источников фона вне чувствительной области спектрометра. В этих условиях задачи, решаемые с помощью детекторов телескопа, сводятся к подготовке события к измерению, а именно: идентификации частиц пучка, определению (при необходимости снижению) их энергии, транспортировке в заданную область мишени (метод “активного коллиматора” [1]). События, подготовленные таким образом, принимаются установкой для накопления в ансамбль  $I_0$ , который анализируется посредством  $E$ -детектора и разбивается на два подмножества.

Первое подмножество событий (когда  $E$ -детектор не зарегистрировал частицу) малочислен-

но. Каждый элемент этого подмножества представляет собой событие взаимодействия частицы пучка с мишенью, такое как упругое или неупругое рассеяние частицы вне телесного угла  $\Omega$   $E$ -детектора (рис. 1а), либо ядерную реакцию, не сопровождаемую эмиссией заряженной частицы в телесный угол  $\Omega$ . В данном подмножестве решающий анализ проводится с помощью  $\gamma$ -спектрометра. Подчеркнем, что здесь  $E$ -детектор не является источником фона. Второе, более многочисленное подмножество из ансамбля  $I_0$  анализируется средствами модифицированной трансмиссионной телескопной методики, и анализ средствами  $\gamma$ -спектрометра несет вспомогательный характер. Проблема идентификации низкоэнергетических заряженных частиц, прошедших через мишень, решена путем реализации методики идентификации заряженных частиц по форме импульса [10, 11] одним  $E$ -детектором, что иллюстрирует двумерный спектр на рис. 1б. По оси  $X$  отложена полная энергия частицы в  $E$ -детекторе, а по оси  $Y$  – разница времен пересечения порогового уровня передними фронтами быстрой и медленной токовых компонент импульса  $E$ -детектора. Идентификация частиц одним Si-детектором основана на том экспериментальном факте, что благодаря различной удельной ионизации регистрируемых частиц, а также значительной разнице скоростей дрейфа носителей заряда в материале детектора каждый изотоп в определенном энергетическом диапазоне имеет яркую индивидуальную форму области распределения в  $(T \times E)$ -представлении. Эта область не пересекается с областями других частиц и зависит только от свойств детектора и соответствующей электроники. Идентификация

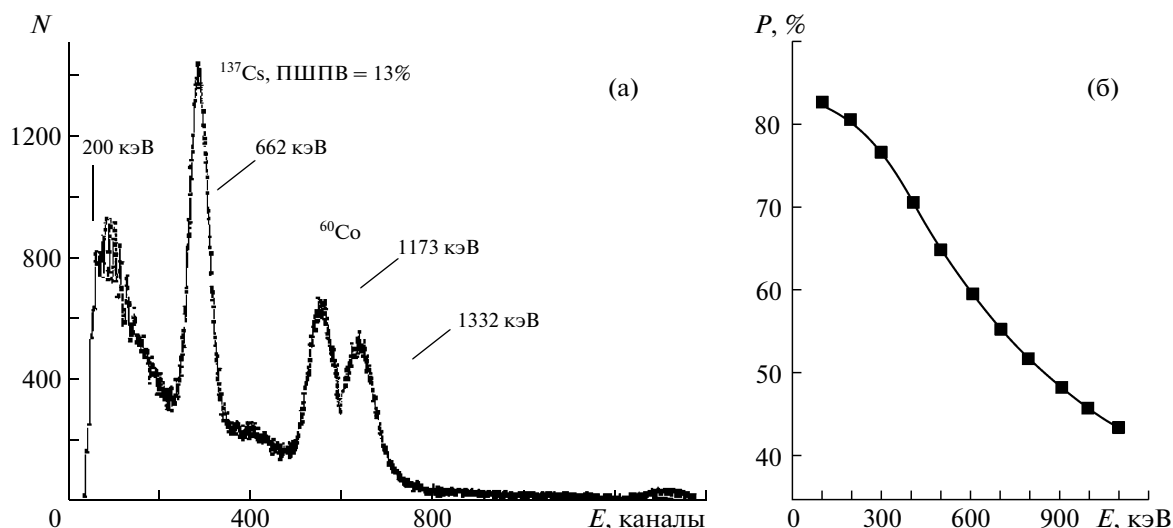


Рис. 2. Энергетический спектр детектора спектрометра от  $\gamma$ -источников  $^{60}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$ , находящихся в позиции мишени, (а) и расчетная функция энергетической зависимости  $P(E_\gamma)$  (б).

заряженных частиц по форме импульса в установке реализована с помощью таких блоков КАМАК, как дискриминатор формы импульса ДФИ [11] и преобразователь время–амплитуда ВАП. Предварительное измерение областей распределений частиц  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  было выполнено с продуктами реакций, полученными на ускорителе университета г. Ювяскюля, Финляндия [10]. Там же была измерена зависимость функций распределения этих частиц от угла  $\theta$  их влета в  $E$ -детектор с целью определения допустимых границ для телесного угла  $\Omega$ , образуемого  $E$ -детектором. В качестве  $E$ -детектора в работе применялся  $p$ – $i$ – $n$ -детектор (площадью  $S = 20 \times 20 \text{ мм}^2$ , толщиной  $H = 1400 \text{ мкм}$ ).

Таким образом, вышеописанная логика эксперимента и инструментарий позволяют объединить трансмиссионный метод многослойного телескопа и  $\gamma$ -спектрометра полной геометрии так, чтобы компенсировать недостатки друг друга.

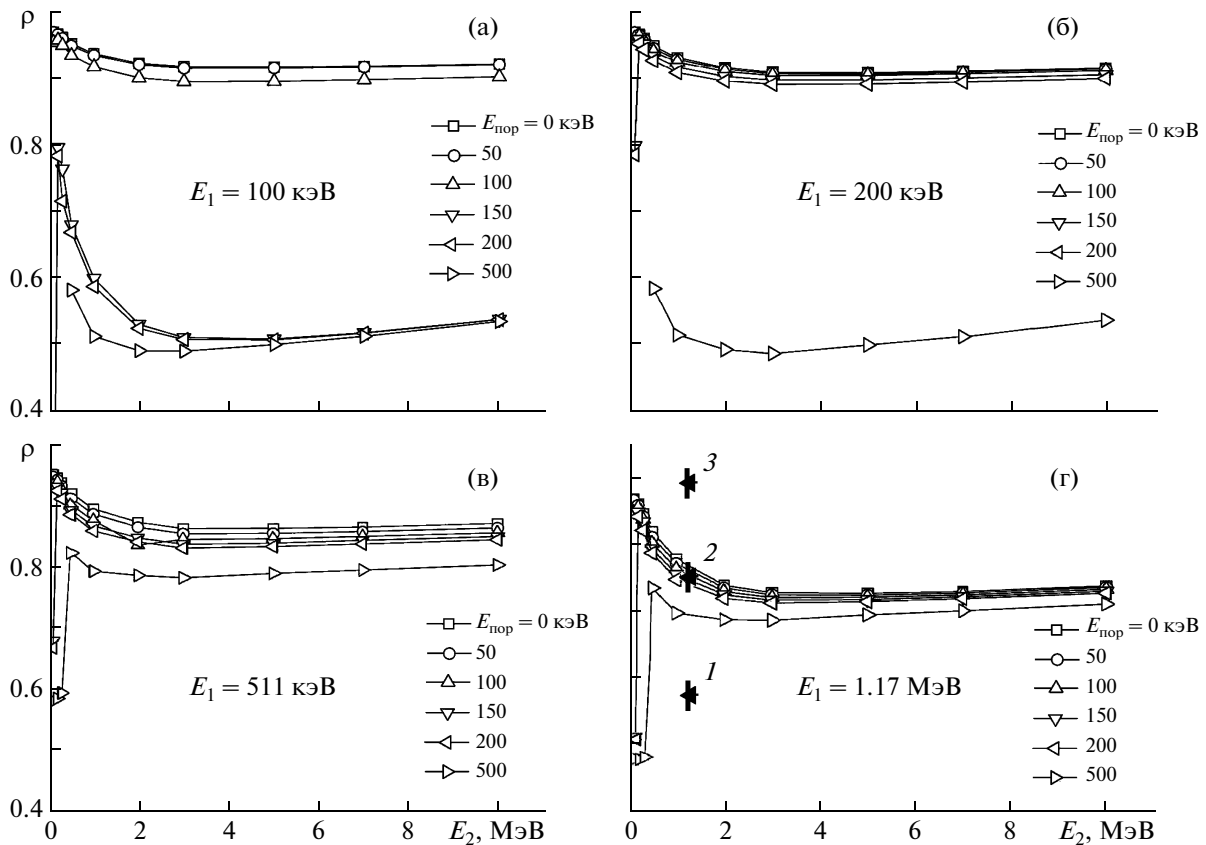
Гамма-спектрометр собран из шести сцинтилляционных CsI(Tl)-детекторов (см. рис. 1а). Каждый детектор состоит из сцинтиллятора в виде прямой призмы высотой  $H = 14 \text{ см}$ , в основании которой лежит правильный шестиугольник с радиусом описанной окружности  $R = 10 \text{ см}$ , и фотомножителя ФЭУ-110, оптически соединенного с торцом призмы CsI(Tl). Поверхность каждого сцинтиллятора отполирована и покрыта светоотражающей пленкой Tyvek® [DuPont™, Wilmington, DE] толщиной  $H = 150 \text{ мкм}$  в два слоя. Сцинтиллятор помещен в герметичный корпус из светозащитного пластика толщиной 1 мм.

Сборка из шести CsI(Tl)-детекторов образует в центре по оси симметрии туннель шестигранной формы. В нем расположена тонкостенная цилиндрическая вакуумная реакционная камера из нержавеющей стали с размерами: внешний диаметр  $D_{out} = 8.4 \text{ см}$ , толщина стен  $H = 1 \text{ мм}$ , длина  $L = 40 \text{ см}$ .

В реакционной камере размещены (см. рис. 1а) система  $(dE_1 - dE_n)$ -детекторов для идентификации пучка и снижения его энергии, система детекторов активного коллиматора АК [1], мишень  $M$ , два свинцовых блока цилиндрической формы (высота  $H = 5 \text{ см}$ , внутренний диаметр  $D_{in} = 2 \text{ см}$ , внешний диаметр  $D_{out} = 8 \text{ см}$ )  $\gamma$ -защиты спектрометра (на рисунке представлен только передний Pb-цилиндр защиты) и  $E$ -детектор. Для повышения эффективности регистрации спектрометра предусмотрена установка вокруг мишени двух кольцевых цилиндрических сцинтилляционных CsI(Tl)-детекторов с размерами:  $H = 5 \text{ см}$ ,  $D_{in} = 2 \text{ см}$ ,  $D_{out} = 8 \text{ см}$  (на рисунке не показаны).

Энергетический спектр модуля спектрометра от источников  $^{60}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$ , расположенных в позиции мишени  $M$ , представлен на рис. 2а. Из рисунка видно, что при энергетическом разрешении для линии  $E_\gamma = 662 \text{ кэВ}$  (ширина на полувысоте 13%) достигнут резкий энергетический порог регистрации  $E_{пор} = 200 \text{ кэВ}$ , что при высокой эффективности регистрации в пике полного поглощения  $P(E_\gamma) = 82\%$  для  $E_\gamma = 200 \text{ кэВ}$  (рис. 2б) обеспечивает достаточную точность измерения величины  $E_{пор}$ . Последнее определяет точность соответствия измеренных характеристик спектрометра их расчетным величинам.

Результаты компьютерного анализа, проведенного методом Монте-Карло (программа GEANT-3.21 [12]), показали, что выбранные размеры сцинтилляционных детекторов и вышеописанная конфигурация спектрометра позволяют прово-



**Рис. 3.** Зависимости эффективности регистрации  $\rho$  спектрометром каскада  $\gamma$ -квантов множественностью  $M_\gamma = 2$  от энергии  $E_2$  для различных постоянных значений  $E_{\text{пор}}$  и при значениях  $E_1$ : **а** – 100 кэВ, **б** – 200 кэВ, **в** – 511 кэВ, **г** – 1.17 МэВ. 1–3 – измеренные эффективности регистрации  $\gamma$ -каскадов для  $M_\gamma = 1, 2, 3$  и  $E_\gamma = 1173$  кэВ.

дить регистрацию  $\gamma$ -излучения в широком энергетическом диапазоне с высокой эффективностью. Во всех последующих вычислениях параметры расчета треков вторичных частиц имели величины CUTGAM и CUTELE, равные 10 кэВ, остальные параметры соответствовали общепринятым рекомендациям по моделированию  $\gamma$ -излучения.

Приведенная на рис. 2б энергетическая зависимость расчетной величины  $P(E_\gamma)$  определяет отношение суммы событий регистрации моноэнергетического  $\gamma$ -излучения в пике полного поглощения к полному числу событий в спектре. Для расчета данной зависимости для каждой энергетической точки разыгрывалось  $10^6$  событий изотропной эмиссии  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma$  из мишени. После расчета траекторий и полной остановки всех вторичных частиц величины энергий, выделенных в каждом детекторе спектрометра, суммировались, и проводился анализ суммарного энергетического спектра.

Очевидно, высокое значение величины  $P(E_\gamma)$  еще не гарантирует выполнения основного требования к установкам, применяемым в экспери-

ментах такого рода, а именно требования постоянства эффективности регистрации спектрометром  $\gamma$ -излучения независимо от его энергии и множественности, т.е.  $\rho(E, M_\gamma) \approx \text{const}$ . Для проверки этого условия в GEANT-расчетах были эмитированы каскады множественностью  $M_\gamma = 2$ . Исследованы зависимости  $\rho(E_1, E_2)$  от величин  $E_{\text{пор}}$  и энергий  $E$   $\gamma$ -квантов каскада. На рис. 3 представлены четыре группы зависимостей  $\rho(E_1, E_2)$  как функций энергии  $E_2$  при постоянных величинах  $E_1 = 100, 200, 511, 1173$  кэВ и различных значениях величины  $E_{\text{пор}} = 0, 50, 100, 150, 200$  и 500 кэВ. Для каждой точки по энергии моделировалось  $10^6$  событий изотропного излучения каскада с множественностью  $M_\gamma = 2$  из позиции мишени. На рис. 3а и 3б можно видеть две группы распределения кривых эффективностей регистрации  $\rho$ : первая группа  $\rho(E_1, E_2) \approx 0.6$  соответствует случаям, когда энергия  $E_1$  одного из  $\gamma$ -квантов ниже величины  $E_{\text{пор}}$ . Вторая группа позиционируется в области  $\rho(E_1, E_2) > 0.9$  для  $E_1 = 100, 200$  кэВ. Для более высоких энергий кривые эффективностей регистрации  $\rho(E_1, E_2)$  выходят на плато  $\sim 0.85$

и  $\sim 0.8$  для энергий  $E_1 = 500$  и  $1173$  кэВ соответственно. Точками 1, 2, 3 на рис. 3г показаны реконструированные значения  $\rho(E_1, E_2)$ , полученные при регистрации  $\gamma$ -каскадов с множественностью  $M_\gamma$ , равной 1, 2, 3, и энергией  $\gamma$ -квантов  $E = 1173$  кэВ. Данные величины были получены посредством конструирования искусственных событий из реальных, зарегистрированных спектрометром с помощью источника  $^{60}\text{Co}$  и  $\text{NaI(Tl)}$ -детектора размером  $\varnothing 150 \times 100$  мм. Детектор  $\text{NaI(Tl)}$  устанавливался вместо  $E$ -детектора и служил для запуска системы набора.

Последующий “off-line” анализ данных предусматривался созданием искусственных событий, объединяющих по два или три (для множественности  $M$ , равной 2 или 3) соседних события, предварительно отобранных по условию выделения в них энергии в  $\text{NaI(Tl)}$ -детекторе, соответствующей пику полного поглощения  $\gamma$ -кванта с энергией  $1332$  кэВ. С этой целью из первичных данных создавался новый файл физических событий, удовлетворяющих условию регистрации в  $\text{NaI(Tl)}$ -детекторе  $\gamma$ -квантов с энергией  $1332$  кэВ только в пике полного поглощения. Иными словами, этот файл содержал события изотропной (в допущении аппроксимации угловых корреляций  $\gamma$ -квантов  $^{60}\text{Co}$  изотропным распределением) эмиссии  $\gamma$ -кванта с энергией  $1173$  кэВ из позиции мишени спектрометра. Так как  $\text{NaI(Tl)}$ -детектор в измерениях был триггерным, то отношение событий, в которых сработал (импульс от  $\gamma$ -кванта превысил величину порога дискриминатора) хотя бы один  $\text{CsI(Tl)}$ -детектор спектрометра, к полному числу событий будет определять эффективность спектрометра к регистрации  $\gamma$ -кванта с энергией  $1173$  кэВ при данном пороге, т.е. величину  $\rho(E_\gamma = 1173 \text{ кэВ}, M_\gamma = 1)$ . Создавая из данного файла событий новый файл, в котором последующие два события объединены в одно, получим оценку величины  $\rho(E_\gamma = 1173 \text{ кэВ}, M_\gamma = 2)$  и так далее.

Несмотря на ряд допущений, принятых в данной операции (аппроксимация угловых корреляций  $\gamma$ -квантов  $^{60}\text{Co}$  изотропным распределением, пренебрежение суммированием энергий в случае, если  $E < E_{\text{пор}}$ , и др.), представленные точки 1, 2, 3 на рис. 3г величины эффективностей демонстрируют справедливость выражения  $\rho(E_\gamma, M_\gamma = M_{\text{max}}) \rightarrow 1$  при  $M_{\text{max}} > 5$ , полученного в результате GEANT анализа. Принимая во внимание это выражение, необходимо требовать выполнения условия

$$\rho(E_\gamma, M_\gamma = 1) \rightarrow 1, \quad (3)$$

поскольку спектрометр должен с одинаковой эффективностью  $\rho$  регистрировать каналы реакции в широком диапазоне по множественности  $M_\gamma$  в интервале от 1 до  $M_{\text{max}}$ , т.е. с наименьшей неопределенностью  $\Delta\rho$ , определяющейся выражением:

$$\Delta\rho = \rho(E_\gamma, M_\gamma = M_{\text{max}}) - \rho(E_\gamma, M_\gamma = 1). \quad (4)$$

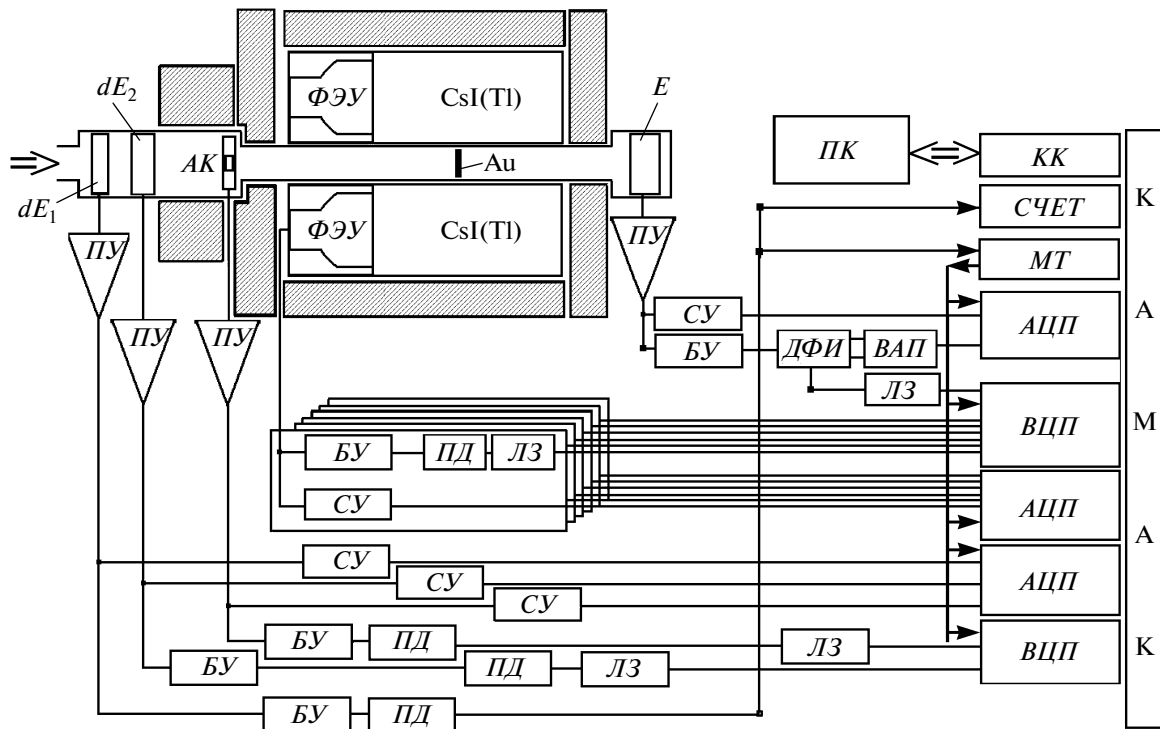
Проведенные по программе GEANT расчеты позволили определить оптимальную геометрию спектрометра и соответствующий ей диапазон энергетических переходов  $E_\gamma$  между нижайшими состояниями исследуемых ядер, в котором  $\gamma$ -спектрометр обеспечит минимум величины  $\Delta\rho$ .

Исходя из вышеописанного, можно сформулировать следующие основные требования к  $\gamma$ -спектрометру:

- постоянство,  $\rho(E_\gamma, M_\gamma) \approx \text{const}$ , эффективности регистрации  $\gamma$ -излучения независимо от его энергии  $E_\gamma$  и множественности  $M_\gamma$ , что приводит к выражению  $\rho(E_\gamma, M_\gamma) \approx 1$ .
- высокая эффективность регистрации нейтронов,  $\rho(E_n, M_n) \approx 1$ ; регистрация каналов холодного развала, которые не сопровождаются  $\gamma$ -эмиссией.
- низкая эффективность регистрации фоновых событий.

## СИСТЕМА НАБОРА

Блок-схема установки, предназначенной для проведения экспериментов с пучками  $^6\text{He}$  и  $^8\text{He}$  малой интенсивности ( $I_0 \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$ ), представлена на рис. 4. Аналоговые импульсы с детекторов  $dE_1$ ,  $dE_2$ , АК, E после предусилителей ПУ разветвлялись на два тракта – энергетический и временной. Каждый тракт имел стандартный набор электронных блоков, таких как спектроскопический усилитель СУ, пиковый преобразователь “амплитуда–цифра” АЦП, быстрый усилитель БУ, дискриминатор переднего фронта ПД, линии задержки ЛЗ, преобразователь “время–цифра” ВЦП. Поскольку частота циклов работы системы набора  $\sim 10^3 \text{ с}^{-1}$  характеризуется небольшим мертвым временем, старт записи событий реализовался от  $dE_1$ -детектора и группы детекторов, предназначенных для идентификации частиц пучка и снижения их энергии. Логический сигнал временной привязки от блока ПД подавался на блок счетчика событий СЧЕТ и на вход блока мастер-триггер МТ. При получении этого сигнала блок МТ вырабатывал импульсы Старт для постоянно закрытых блоков ВЦП и сигнал Ворота, открывающий на время  $\tau = 4 \cdot 10^{-6} \text{ с}$  постоянно закрытые блоки АЦП. Затем, по истечении времени процессов оцифровки в АЦП и ВЦП, блок МТ вырабатывал сигнал запроса ЛАМ для контроллера КК крейта КАМАК. Компьютер ПК, связанный с КК интерфейсом, записывал события на диск, что позволяло накапливать события с последующим отбором, согласно приведенной выше логике. Первый эксперимент по изучению энергетической зависимости полного сечения  $\sigma_R(E)$  реакции  $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$  в энергетической области вблизи кулоновского барьера был проведен на ускорителе МЦ400 Ла-



**Рис. 4.** Блок-схема экспериментальной установки. АК – активный коллиматор; ПУ – предварительный усилитель; СУ – спектроскопический усилитель; БУ – быстрый усилитель; ПД – дискриминатор переднего фронта; ЛЗ – линия задержки; ВЦП – времяцифровой преобразователь; АЦП – аналого-цифровой преобразователь; ФЭУ – фотоэлектронный умножитель; МТ – мастер-триггер; КК – контроллер крейта КАМАК; ДФИ – дискриминатор формы импульса; ВАП – преобразователь время–амплитуда; СЧЕТ – счетчик событий; ПК – персональный компьютер.

боратории ядерных реакций ОИЯИ, Дубна. Вторичный пучок ядер  ${}^6\text{He}$  с энергией 18 АМЭВ (где А – массовое число частицы) был получен на канале ахроматического сепаратора установки ACCULINA [13]. Таким образом, с помощью вышеописанной установки было проведено прямое и модельно независимое измерение [14] функции возбуждения  $\sigma_R(E)$  реакции  ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$  в энергетическом диапазоне пучка  ${}^6\text{He}$   $E_{\text{лаб}} = 24\text{--}72$  МэВ.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена разработанная в ЛЯР ОИЯИ методика прямого и модельно-независимого измерения полных сечений реакций, реализующая модифицированный метод трансмиссии, дополненный методиками  $\gamma$ -спектрометра полной геометрии и идентификацией частиц Si-детектором по форме импульса. Проведены первые эксперименты с применением данной методики по измерению функции возбуждения  $\sigma_R(E)$  полного сечения реакции  ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$  в энергетическом диапазоне пучка  ${}^6\text{He}$   $E_{\text{лаб}} = 24\text{--}72$  МэВ.

Авторы благодарны коллективу сектора № 6 ЛЯР ОИЯИ (установка ACCULINA) и коллективу ускорителя МЦ400 за существенную помощь при

проведении эксперимента. Авторы благодарны также инженеру ЛЯР ОИЯИ В.В. Щетинкиной за оказанную помощь в конструировании установки.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова ОИЯИ при поддержке гранта РФФИ 09-02-00196а и гранта Полномочного представителя правительства Республики Чехия в ОИЯИ.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соболев Ю.Г., Иванов М.П., Кондратьев Н.А., Пенионэжкевич Ю.Э. // ПТЭ. 2011. № 4. С. 5.
2. Пенионэжкевич Ю.Э. // ЭЧАЯ. 1994. Т. 25. С. 930.
3. Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2676.
4. Warner R.E., Patty R.A., Voyles P.M. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 1700.
5. Соболев Ю.Г., Будзановский А., Бялковский Э. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. №. 11. С. 275.
6. Немец О.Ф., Слюсаренко Л.И., Токаревский В.В. // ЭЧАЯ. 1975. Т. 6. № 4. С. 827.
7. Saint Laurent M.G., Anne R., Bazin D. et al. // Z. Phys. A. 1089. V. 332. №. 4. P. 457.
8. Khouaja A., Villari A.C.C., Benjelloun M. et al. // Nucl. Phys. A. 2006. V. 780. P. 1.

9. *Villari A.C.C., Mittag W., Plagnol E. et al.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 268. P. 345.
10. *Sobolev Yu.G., Tyurin G.P., Demyanova A.S. et al.* // Proc. of International Symposium on Exotic Nuclei. EXON-2009. (Sochi, Russia, 28 –2 October 2009) N.Y.: American Institute of Physics, 2010. V. 1224. P. 552.
11. *Tyurin G.P.* // Proc. of International Symposium on Exotic Nuclei. EXON-2009. (Sochi, Russia, 28 –2 October 2009) N.Y.: American Institute of Physics, 2010. V. 1224. P. 564.
12. *Brun R., Bruyant F., Maire M. et al.* // GEANT3. CERN Data Handling Division DDD/EE/84-1. Geneva, 1987.
13. *Rodin A.M., Sidorchuk S.I., Stepantsov S.V. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods B. 1997. V. 126. P. 236.
14. *Соболев Ю.Г., Пенионжкевич Ю.Э., Борча К. и др.* // Сб. тезисов докладов 61 Межд. конф. “Ядро-2011” по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Саров, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2011. С. 86.