
**ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА**

УДК 539.1.074

ГАММА-ДЕТЕКТОР УСТАНОВКИ ИНЕС ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ

© 2021 г. И. А. Васильев^а, Р. М. Джилкибаев^{а,*}, Д. В. Хлюстин^а^а Институт ядерных исследований РАН
Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а

*e-mail: rmd@inr.ru

Поступила в редакцию 27.07.2020 г.

После доработки 11.08.2020 г.

Принята к публикации 14.08.2020 г.

Представлены результаты исследования жидкостного сцинтилляционного γ -детектора. Описана электроника, состоящая из предусилителя и усилителя-формирователя сигналов детектора. Разработан метод определения стартового импульса для времяпролетной методики, основанный на регистрации нескольких γ -квантов (>3) от нейтронного источника в узком временном интервале. Данный метод не зависит от временной нестабильности синхроимпульса протонного пучка. Проведено сравнение энергетического разрешения секции γ -детектора с результатами моделирования при регистрации γ -квантов. Показаны возможности γ -детектора по измерению сечений радиационного захвата нейтрона ядром.

DOI: 10.31857/S0032816221010171

1. ВВЕДЕНИЕ

Данная работа связана с разработкой элементов для установки ИНЕС, предназначенной для измерения парциальных (n , γ) и полных сечений на импульсном источнике нейтронов РАДЭКС [1] Центра коллективного пользования ИЯИ РАН. Установка ИНЕС использует времяпролетную (TOF – Time-of-flight) методику [2] для измерения сечений и состоит из восьми секций сцинтилляционных детекторов γ -квантов, четырех мониторинговых и четырех пучковых счетчиков нейтронов на ^3He [3].

Сцинтилляционный детектор представляет собой полую тонкостенную (2 мм) алюминиевую цилиндрическую камеру длиной 400 мм, диаметром 400 мм и общим объемом 40 л, заполненную жидким сцинтиллятором. Диаметр полости равен 110 мм. Внутри камера делится на 8 светоизолированных секций. Каждая секция просматривается фотоумножителем (ф.э.у.) ФЭУ-110, частично погруженным в жидкий сцинтиллятор. Диаметр фотокатода равен 60 мм. Жидкий сцинтиллятор состоит из 34.5 л толуола ($\text{C}_6\text{H}_5\text{CH}_3$), 5.5 л метилбората $\text{B}(\text{OCH})_3$ с обогащенным (94%) изотопом бора ^{10}B и 50 г сцинтиллирующих добавок РРО и РОРОР. Добавление метилбората позволяет эффективно подавить образование γ -квантов с энергией 2.2 МэВ от радиационного захвата фоновых нейтронов ядрами водорода в сцинтилляторе. Сечение радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами водорода составляет 0.35 б, а

сечение поглощения тепловых нейтронов ядрами ^{10}B [2] – 3800 б. Реакция идет по двум каналам: первый (с вероятностью 94%) – образование α -частицы с кинетической энергией 1.47 МэВ и возбужденного ядра $^7\text{Li}^*$ с энергией 0.84 МэВ с последующим испусканием γ -кванта с энергией 0.48 МэВ; второй (6%) – образование α -частицы с кинетической энергией 1.78 МэВ и ядра ^7Li с энергией 1 МэВ.

Световой выход сильноионизирующих α -частиц с энергией 1.5–1.8 МэВ в сцинтилляторе значительно уменьшается по сравнению с электронами. Для оценки эффекта подавления сигнала от α -частиц можно использовать зависимость световых выходов кристалла антрацена ($\text{C}_{14}\text{H}_{10}$) от энергии электронов, протонов и α -частиц [4], представленную на рис. 1а. Аналогичный эффект подавления наблюдается в жидкостных [5] (см. рис. 1б) и пластических [6] сцинтилляторах. В работе [5] использовался сцинтиллятор, состоящий из толуола с добавками terphenyl и РОРОР в концентрации в 3 раза выше, чем в нашем случае. Световой выход в сцинтилляторе от α -частиц по сравнению с электронами, по данным рис. 1а и 1б, уменьшается в ~ 10 раз для антрацена и в ~ 20 раз для жидкого сцинтиллятора. В нашем случае можно взять усредненную величину подавления сигнала, равную 15. Вкладом от ядер ^7Li можно пренебречь. Таким образом, регистрируемый сигнал в сцинтилляторе от поглощения тепловых нейтронов ядрами бора ^{10}B можно оценить эквивалентным

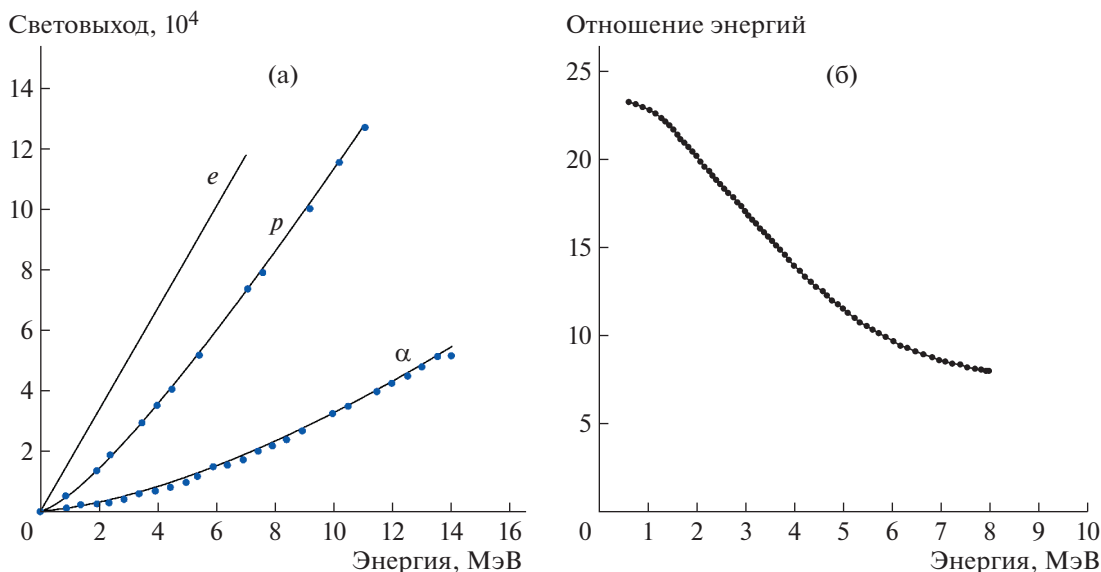


Рис. 1. а – зависимость световыхода кристалла антрацена ($C_{14}H_{10}$) от энергии электронов, протонов и α -частиц [4]; б – зависимость отношения энергий α -частицы и электрона, имеющих одинаковый световыход в жидком сцинтиляторе [5], от энергии α -частицы.

энерговыведению световыходом ~ 0.6 МэВ ($0.48 + 0.1$) для первого и ~ 0.1 МэВ для второго каналов реакции.

Длины поглощения тепловых нейтронов в сцинтиляторе ядрами водорода и бора составляют 46 и 0.34 см соответственно. Таким образом, добавление метилбората позволяет эффективно, в 135 (46/0.34) раз, подавить γ -кванты с энергией 2.2 МэВ от радиационного захвата фоновых нейтронов ядрами водорода в сцинтиляторе.

2. ЭЛЕКТРОНИКА γ -ДЕТЕКТОРА

Для измерений формы импульсов с γ -детектора использована электроника, состоящая из восьми каналов зарядово-чувствительного предусилителя и усилителя-формирователя [3].

Предусилители устанавливаются в непосредственной близости от детектора для уменьшения шумов. Аналоговые парафазные сигналы с выхода предусилителя передаются по длинному (≈ 10 м) кабелю (UTP Cat. 5E) на входы усилителя-формирователя. Питание предусилителей ± 6 В передается по этому же кабелю. Усилитель-формирователь имеет дифференциальный вход, усиливающий разность сигналов на входе. Шумы от наводки внешних сигналов на кабель дают сигналы одной полярности на входе усилителя-формирователя, поэтому результирующий сигнал от шумов наводки будет компенсироваться. Усилитель-формирователь [3] имеет 8 парафазных аналоговых входов с дискриминаторами и возможностью организации схемы совпадения верхней

(4 канала) и нижней (4 канала) половин детектора, а также усилители для передачи цифровых и аналоговых парафазных сигналов по согласованной длинной линии УТР (≈ 150 м) в измерительную комнату.

Цифровые сигналы от γ -детектора (8 каналов) и нейтронных счетчиков (8 каналов) поступают на 16-канальный временной кодировщик (TDC – Time-to-Digital Converter) с USB-интерфейсом с возможностью обработки цифровой информации (2 байта) каждые 100 нс со скоростью 20 Мбайт/с. Предварительная обработка и сжатие информации позволяют сократить в 650 раз реальный объем данных для записи на диск. Типовой набор данных с установки за время 7 ч составляет ~ 800 Мбайт. Описание 16-канального временного кодировщика будет представлено в следующей статье. Аналоговые сигналы обрабатываются выборочно 16-канальным аналого-цифровым преобразователем (а.ц.п.) CAEN DT5742 [7].

3. КАЛИБРОВОЧНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Калибровочные измерения γ -детектора проводились с помощью радиоактивного источника ^{60}Co , имеющего наиболее вероятный распад с каскадным испусканием γ -квантов с энергиями 1.17 и 1.33 МэВ. Измерения энергетического разрешения секции γ -детектора и формы сигналов проводились с помощью 12-битного 16-канального а.ц.п. CAEN DT5742 [7]. Устройство работало на частоте 1 ГГц с измерением амплитуды сигналов в 1024 точках с интервалом 1 нс. Цифровые сигнала-

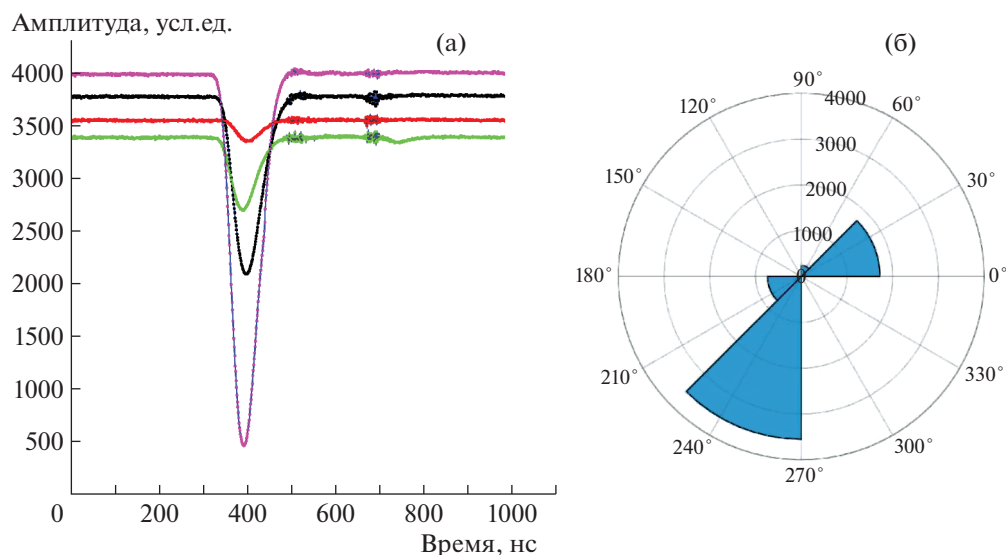


Рис. 2. а – формы сигналов разных секций γ -детектора; б – гистограмма (угол–амплитуда) четырех сработавших секций детектора для одного типового события от источника ^{60}Co с регистрацией двух γ -квантов.

лы с верхней ($0\text{--}180^\circ$) и нижней ($180\text{--}360^\circ$), см. рис. 2б, половин детектора объединялись по ИЛИ в двух логических схемах соответственно. Секция детектора имела угол раствора 45° . Выходные сигналы с верхней и нижней половин детектора поступали на схему совпадения. Регистрация двух γ -квантов от ^{60}Co в верхней и нижней половинах детектора происходила при срабатывании схемы совпадений.

На рис. 2а показана зависимость амплитуды сигналов от времени, а на рис. 2б – гистограмма в полярных координатах (угол–амплитуда) сработавших секций детектора для типового калибровочного события. Сигналы детектора с выхода усилителя-формирователя имеют симметричную форму и длительность по основанию 150 нс. Цифровые сигналы имеют длительность ~ 100 нс.

Амплитуда сигнала с элемента γ -детектора пропорциональна заряду Q , образованному в результате поглощения энергии от γ -кванта с выделением сцинтилляционных фотонов. Последние приводят к образованию N фотоэлектронов, регистрируемых ф.э.у., и этот процесс носит стохастический характер. После образования фотоэлектронов происходит лавинообразное усиление заряда в диодной системе ф.э.у. Процесс усиления в ф.э.у. также имеет стохастический характер. Каждый фотоэлектрон усиливается в ф.э.у. с разным коэффициентом усиления. Регистрируемый заряд Q складывается из суммы N случайных процессов усиления. Суммарный заряд Q в одном событии можно выразить в упрощенном виде как произведение двух случайных величин: N и усредненного усиления G_{avr} ф.э.у. – следующим образом:

$$Q = e \sum_{(i=1)}^N G_i = eNG_{avr} = eN \sum_{(i=1)}^N G_i/N, \quad (1)$$

где e – заряд электрона, G_i – усиление для i -го фотоэлектрона.

Относительная флуктуация регистрируемого заряда зависит от флуктуации числа фотоэлектронов и флуктуации усиления ф.э.у. при регистрации одиночного фотоэлектрона δG_i следующим образом [8]:

$$\begin{aligned} (\delta Q/Q)^2 &= 1/N + (\delta G_{avr}/G_{avr})^2 = \\ &= (1 + (\delta G_i/G_{avr})^2)/N. \end{aligned} \quad (2)$$

Относительная дисперсия усиления $\delta G_i/G_{avr}$ ф.э.у. может быть оценена как 0.7–1.0 [8, 9]. Для дальнейших расчетов энергетического разрешения секции γ -детектора для относительной дисперсии усиления будем брать верхнюю оценку, т.е. 1. При измерении энергетического спектра проводилась запись формы импульсов двух секций детектора при условии срабатывания схемы совпадения. Измерения формы импульса позволяют определить собранный заряд, пропорциональный энерговыделению в секции детектора.

На рис. 3а показан типовой энергетический спектр секции γ -детектора для калибровочных событий от источника ^{60}Co . Первоначально этот спектр строился как гистограмма распределения событий в зависимости от собранного заряда в условных единицах. Коэффициент связи собранного заряда и энерговыделения в секции детектора определялся из условия равенства положения максимумов в распределениях измеренных и

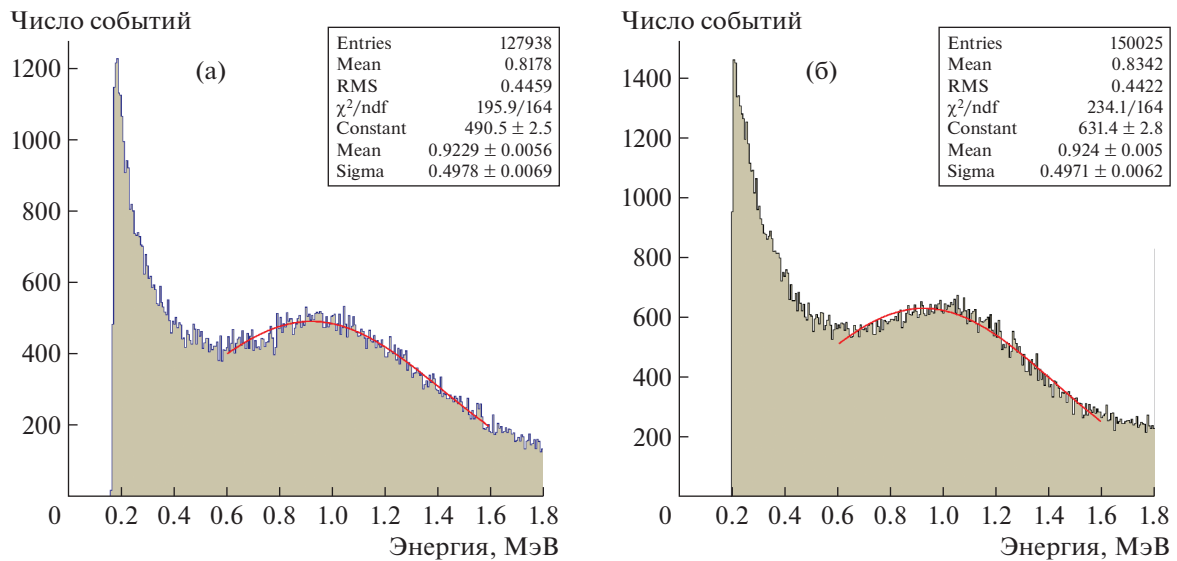


Рис. 3. Гистограмма: а – измеренных событий от источника ^{60}Co в зависимости от энергии; б – смоделированных событий по энергии (в мегаэлектронвольтах) от источника ^{60}Co в секции детектора.

смоделированных событий от γ -квантов в детекторе с учетом флуктуации как числа фотоэлектронов, так и усиления ф.э.у. при регистрации одиночного фотоэлектрона. Моделирование калибровочных событий от источника ^{60}Co методом Монте-Карло проводилось с помощью программы GEANT4 [10].

Моделирование регистрации событий от источника ^{60}Co в детекторе проводилось в два этапа: на первом – расчет энерговыделения (E_i) в секции детектора с использованием программы GEANT4; на втором – моделирование зарегистрированной энергии в детекторе с учетом флуктуации как числа фотоэлектронов, так и усиления ф.э.у. Для проведения второго этапа необходимо оценить среднее число сцинтилляционных фотоэлектронов N_{pe} , которые образуются в фотокатод ф.э.у. Световой выход LY жидких сцинтилляторов составляет $\sim 10^4$ фотонов/МэВ [2]. Моделирование светосбора ϵ_{LC} сцинтилляционных фотонов в секции детектора с учетом отражения от алюминиевых стенок дает оценку: $\epsilon_{LC} = 0.5S/S_0$, где S – площадь фотокатода ФЭУ-110, S_0 – площадь стенки секции γ -детектора со стороны ф.э.у. Отношение площадей S/S_0 равно 0.19. Квантовая эффективность ϵ_{QE} ФЭУ-110 равна 15% при регистрации сцинтилляционных фотонов. Добавление метилбората приводит к уменьшению световыхода жидкого сцинтиллятора с коэффициентом $\epsilon_{LY} \sim 0.5$ [11]. Среднее число фотоэлектронов N_{pe} , которые образуются на фотокатод ф.э.у., можно выразить следующим образом:

$$\begin{aligned}
 N_{pe} &= LY \cdot \epsilon_{LC} \cdot \epsilon_{LY} \cdot \epsilon_{QE} = \\
 &= 10^4 \cdot 0.5 \cdot 0.19 \cdot 0.5 \cdot 0.15 \approx \\
 &\approx 70 \text{ фотоэлектронов/МэВ.}
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

Регистрируемый заряд Q в секции детектора для каждого калибровочного события от источника ^{60}Co разыгрывался согласно распределению Гаусса со средним, равным E_i , и дисперсией $E_i \sqrt{2/N_{pe}}$. Результат моделирования калибровочных событий в секции детектора показан на рис. 3б. Пик в распределении (см. рис. 3б) от калибровочных γ -квантов ^{60}Co с энергией ~ 1 МэВ сильно размыт вследствие флуктуаций числа фотоэлектронов, усиления ф.э.у. и утечек энергии при регистрации. При этом наблюдается хорошее согласие с измеренным распределением поглощенной энергии в секции детектора (см. рис. 3а).

Гамма-детектор в эксперименте с использованием времяпролетной методики применяется в счетном режиме, и энергетическое разрешение не имеет большого значения. Моделирование показывает, что увеличение среднего числа фотонов N_{pe} в 10 раз увеличивает эффективность регистрации γ -квантов всего на несколько процентов.

Эффективности регистрации двух калибровочных γ -квантов в верхней и нижней половинах детектора в зависимости от пороговой энергии для измеренных и смоделированных событий (GEANT4) показаны на рис. 4 и хорошо согласуются между собой.

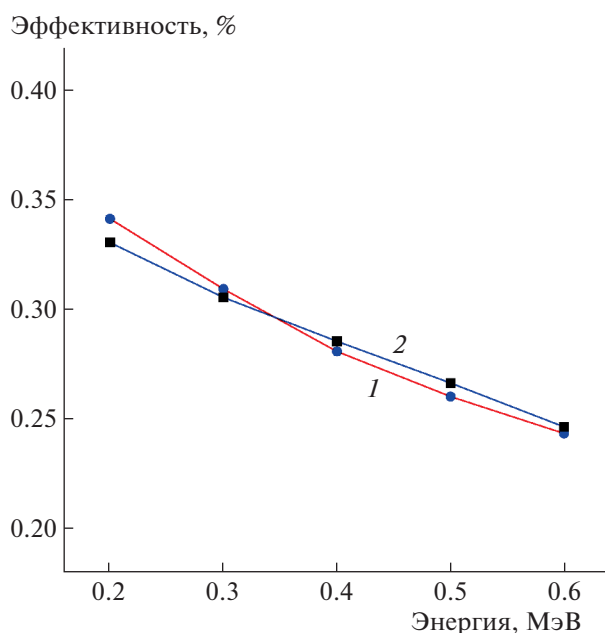


Рис. 4. Эффективности регистрации двух калибровочных γ -квантов в верхней и нижней половинах детектора в зависимости от пороговой энергии для измеренных (1) и смоделированных (2) событий.

4. ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЕ (TOF) ИЗМЕРЕНИЯ

В источнике нейтронов РАДЭКС используется вольфрамовая мишень с водяным охлаждением для образования нейтронов импульсным протонным пучком с энергией 209–267 МэВ, током 5–7 мА, длительностью импульсов 0.3 мкс и частотой 50 Гц. Энергия нейтронов определяется по времени пролета, измеряемому многоканальным TDC, с непрерывной записью сигналов от γ -детектора каждые 100 нс в течение 19.7 мс, который запускается синхроимпульсом протонного пучка. Время пролета нейтрона T , мкс, связано с пролетной базой, равной расстоянию между мишенью источника и мишенью установки $L = 49.42$ м, и с энергией нейтрона E , эВ, соотношением: $T = 72.3E^{-1/2}$. Относительная погрешность измерения энергии нейтрона зависит от временной неопределенности δT как: $\delta E/E = 2.78E^{1/2}\delta T/L$ [%] [2]. Основной вклад во временную неопределенность δT вносит длительность протонного пучка, равная 0.3 мкс. Время пролета и относительная ошибка измерения энергии для нейтрона с энергией 100 эВ составляют 358 мкс и 0.22% соответственно.

Нейтронные каналы источника РАДЭКС направлены на вольфрамовую мишень и расположены близко к оси протонного пучка. Поэтому в каналы попадают первичные γ -кванты и высокоэнергичные нейтроны, образованные протонами в мишени. Энергетический спектр нейтронов простирается вплоть до максимальной энергии, рав-

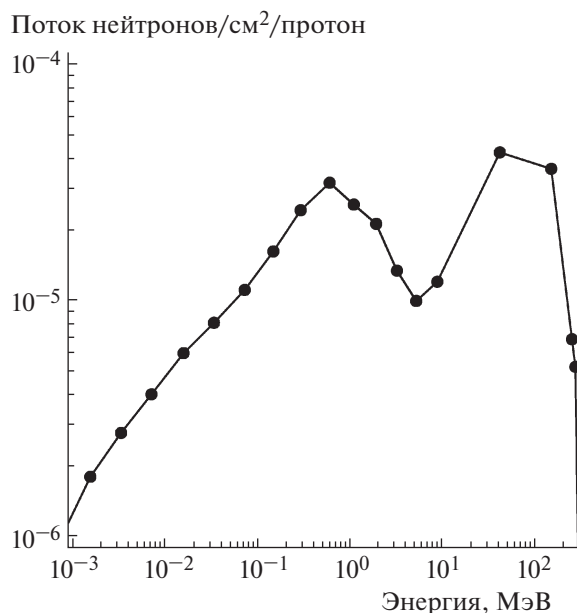


Рис. 5. Спектр нейтронов, вылетающих из мишени вперед под углом 0° – 10° относительно протонного пучка, в зависимости от энергии нейтронов.

ной энергии протонов. На рис. 5 представлен смоделированный по программе SHIELD спектр нейтронов, вылетающих из мишени вперед под углом 0° – 10° относительно протонного пучка [12].

При моделировании предполагалось, что протонный пучок с энергией 300 МэВ попадает в центр мишени из вольфрама толщиной 8 см и поперечным размером 13×13 см. Мишень состоит из 80% W и 20% H₂O. Поток нейтронов в каждом бине определяется как число нейтронов в энергетическом диапазоне, определяемом границами бина, нормированное на площадь мишени (169 см²) и на число первичных протонов, равное $2 \cdot 10^6$.

Спектр нейтронов (рис. 5) имеет минимум в районе энергии 5 МэВ и, начиная с энергии 10 МэВ, поток нейтронов резко возрастает.

Для калибровочных измерений использовалась мишень из золота (Au) толщиной 1.08 мм и поперечным размером 44×44 мм. На рис. 6а показана начальная часть (0–3 мкс) временного спектра, зарегистрированного секцией детектора при взаимодействии нейтронов и γ -квантов пучка в Au-мишени установки. По вертикали отложено число событий во временном диапазоне, определяемом границами бина, который равен 1 каналу TDC (100 нс). Гамма-кванты, рожденные протонами в мишени нейтронного источника, первыми достигают мишени установки и формируют первый пик (рис. 6а). При взаимодействии протонов с W-мишенью источника γ -квантов рождается на порядок больше, чем нейтронов на пер-

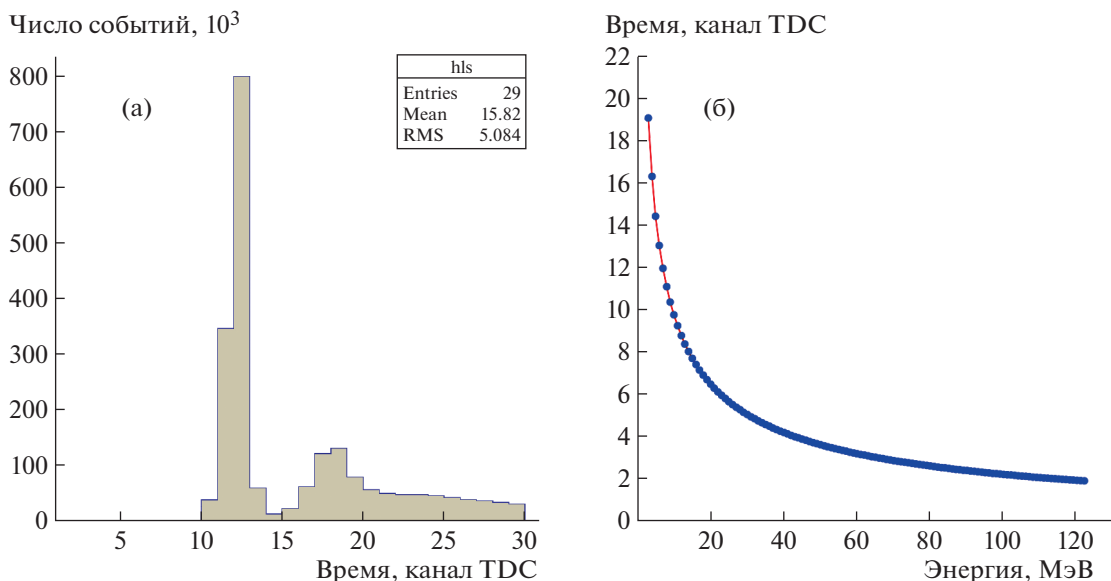


Рис. 6. а – гистограмма распределения числа событий, зарегистрированных секцией детектора, по времени, измеренному в каналах TDC (100 нс); б – разница времен достижения Au-мишени нейтроном и γ -квантом в зависимости от энергии нейтрона. По вертикали отложено время, измеренное в каналах TDC.

вичный протон. При этом все γ -кванты достигают Au-мишени в узком временном интервале, равном длительности протонного пучка (0.3 мкс), в отличие от нейтронов, которые имеют значительно больший разброс. Например, нейтрон с энергией 20 МэВ достигает мишени установки на 0.6 мкс позже, чем γ -кванты.

Тепловые нейтроны (0.25 эВ) попадают на мишень позже γ -квантов на 20 мс. Разница времен (измеряется в каналах TDC (100 нс)) достижения мишени установки нейтроном и γ -квантом в зависимости от энергии нейтрона показана на рис. 6б. Расстояние между двумя пиками временного спектра (см. рис. 6а) составляет 0.6 мкс (6 каналов TDC). Второй пик временного спектра обусловлен нейтронами с энергиями >20 МэВ (см. рис. 5), наличие которых приводит к появлению разницы во времени достижения мишени установки нейтроном и γ -квантом, не превышающей 0.6 мкс. Время измерения временного спектра (см. рис. 6а) составляет 7 ч, чему соответствуют $1.26 \cdot 10^6$ зарегистрированных импульсов. Оценка мгновенной загрузки секции детектора для первого пика (см. рис. 6а) дает 6.5 МГц. При такой загрузке усиление ф.э.у., использующего стандартный делитель напряжения, экспоненциально падает с увеличением интенсивности регистрации. Это приводит к уменьшению эффективности регистрации сигналов с γ -детектора и искажению зарегистрированной формы импульса во времени. На рис. 7а приведены зависимость интенсивности γ -вспышки от времени, повторяющая форму протонного импульса с длительностью 0.3 мкс (FWHM), и смоделированная зависимость эффективности регистра-

ции числа событий ф.э.у. от времени с учетом экспоненциального уменьшения эффективности регистрации с временем затухания 0.1 мкс.

Гистограмма распределения числа событий по времени (измеряется в каналах TDC (100 нс)), полученная на основании смоделированной формы с учетом уменьшения эффективности, показана на рис. 7б. Неизвестный фактор в экспоненциальной зависимости эффективности регистрации (время затухания) определялся из условия качественного совпадения гистограмм на рис. 6а (эксперимент) и рис. 7б (моделирование).

Показания мониторинговых ^3He -счетчиков, установленных в пучке перед γ -детектором на расстоянии 46.5 м, подтверждают, что на гистограмме распределения по времени числа событий, зарегистрированных секцией детектора, (см. рис. 6а) первый пик, с 11-го по 14-й каналы TDC, обусловлен регистрацией γ -квантов, рожденных в мишени нейтронного источника протонами. На рис. 8 показана гистограмма распределения числа событий, зарегистрированных мониторингом ^3He -счетчиком, по времени, измеренному в каналах TDC (100 нс). Согласно рис. 8, ^3He -счетчик начинает регистрацию нейтронов с 13-го канала TDC. Разница в 2.5 (2 + 0.5) канала TDC обусловлена задержкой нейтронов по сравнению с γ -квантами. Добавка 0.5 канала TDC связана с учетом разницы пролетных баз двух детекторов. Следует отметить, что временная шкала при регистрации сигналов с γ -детектора и с мониторинговых счетчиков одна и та же. Высокоэнергичные нейтроны (с

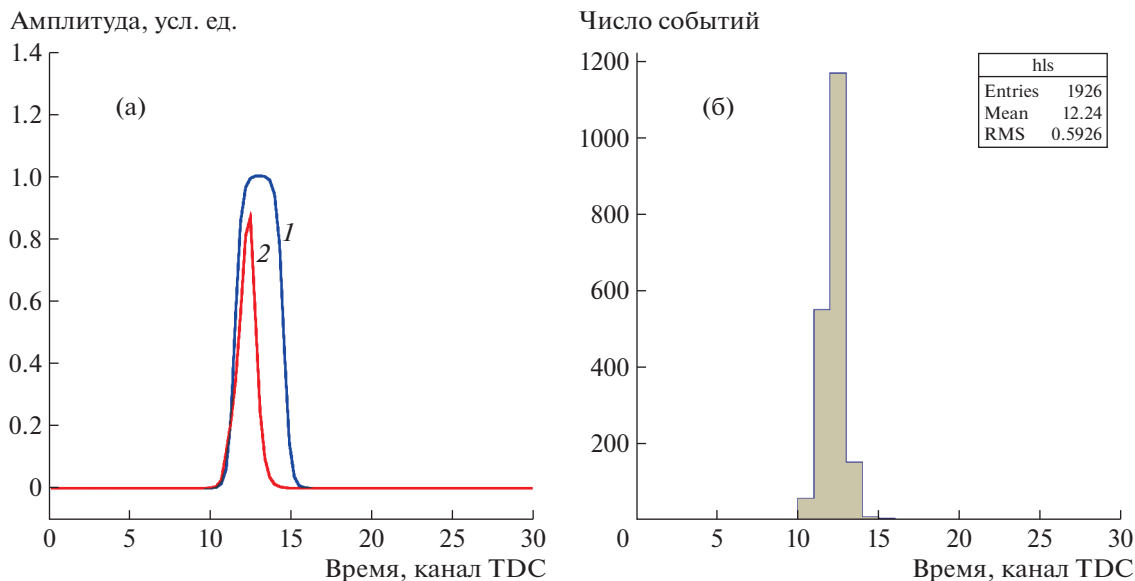


Рис. 7. а – зависимость амплитуды γ -вспышки от времени (1) и смоделированная эффективность регистрации событий ф.э.у. от времени (2); б – гистограмма распределения числа событий по времени, полученная на основании смоделированной формы с учетом уменьшения эффективности регистрации, время измеряется в каналах TDC (100 нс).

энергией ~ 100 МэВ) дают задержку в ~ 2.5 канала TDC. Плато длительностью ~ 4.5 мкс в распределении, показанном на рис. 8, обусловлено тем, что заряженные частицы в результате реакции взаимодействия нейтрона ${}^3\text{He} + n \rightarrow {}^3\text{H} + p$ появляются равномерно по радиусу от анода счетчика. При этом длительность плато ~ 4.5 мкс совпадает с ранее измеренным максимальным временем дрейфа электронов в ${}^3\text{He}$ -счетчике [3].

Регистрация вспышки от γ -квантов и непрерывная запись цифровой информации с γ -детектора каждые 100 нс позволяют при обработке данных TOF off-line получить время начала сброса протонов на мишень с точностью ~ 100 нс в каждом импульсе протонного пучка. При этом синхроимпульс протонного пучка играет второстепенную роль и служит для относительной временной привязки. Таким образом, интенсивная вспышка γ -квантов с длительностью, равной длительности протонного пучка (0.3 мкс), позволяет получить независимый от синхроимпульса протонного пучка стартовый сигнал для TOF-измерений в каждом импульсе. На рис. 9 показана гистограмма распределения числа сработавших секций γ -детектора во временном окне длительностью 300 нс в зависимости от времени начала этого окна для одного протонного импульса. При этом вся информация в импульсе длительностью 19.7 мс поступает для дальнейшей обработки в том случае, если число сработавших элементов γ -детектора больше трех и стартовый сигнал принят равным времени начала окна. Для протонного импульса,

показанного на рис. 9, стартовый сигнал равен 9.6 мкс (96-й канал TDC).

На рис. 10а приведены измеренный времяпролетный спектр реакции (n, γ) радиационного захвата нейтрона в мишени ${}^{197}\text{Au}$ (точки) в диапазоне 210–530 мкс и сечение реакции (n, γ) ${}^{197}\text{Au}$ (сплошная кривая) в зависимости от времени пролета (TOF) нейтрона от мишени источника до мише-

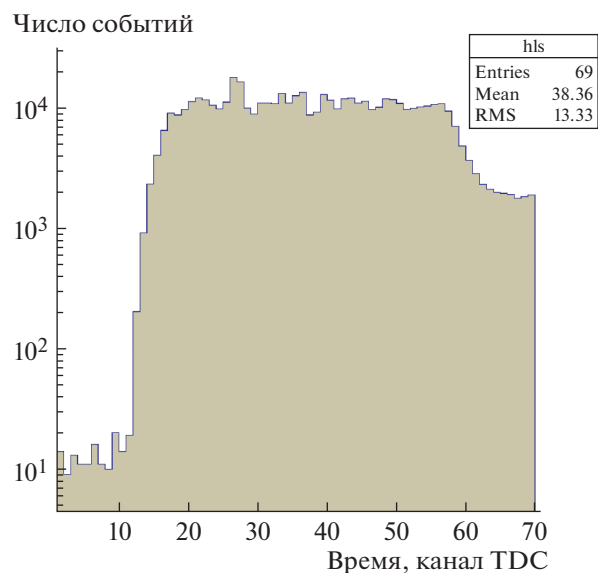


Рис. 8. Гистограмма распределения числа событий, зарегистрированных мониторным ${}^3\text{He}$ -счетчиком, по времени, измеренному в каналах TDC (100 нс).

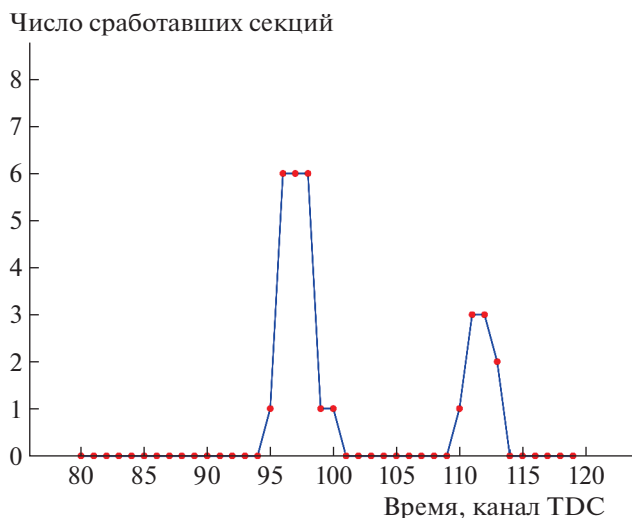


Рис. 9. Распределение числа сработавших секций γ -детектора во временном окне длительностью 300 нс в зависимости от времени начала окна для одного импульса.

ни установки. Для времяпролетного спектра по вертикальной шкале (слева) отложено число событий, зарегистрированных за 100 нс. Зависимость сечения реакции $(n, \gamma)^{197}\text{Au}$ от энергии нейтрона [13] пересчитывается в зависимость этого сечения от времени пролета (T) нейтрона в установке (правая шкала в условных единицах на рис. 10а). При этом ширина канала времяпролетного спектра dT связана с шириной канала спектра по энергии dE как $dE/E = 2dT/T$. Измеренное время регистрации T , мкс, нейтрона в установке в зависимости от энергии нейтрона E , эВ, вычисляется по формуле: $T = T_0 + 72.3/\sqrt{E}$, где T_0 – начальное

время появления протонов в мишени относительно синхроимпульса пучка, а L – длина базы установки. Пролетная база установки L известна приблизительно, а именно $\sim 49.5 \pm 0.2$ м. Начальное время T_0 можно оценить из гистограммы распределения числа событий (см. рис. 6а), зарегистрированных секцией детектора, по времени. Используя предварительные значения T_0 и L , можно сопоставить пики времяпролетного спектра (время) и пики в сечении реакции $(n, \gamma)^{197}\text{Au}$ с преобразованием энергия–время по вышеприведенной формуле. На рис. 10а показаны измеренный времяпролетный спектр и преобразованное сечение реакции $(n, \gamma)^{197}\text{Au}$ в зависимости от времени. Сопоставление пиков в спектре и сечении дает возможность построить график соответствия пиков по шкалам время–энергия, который приведен на рис. 10б. По горизонтали на рис. 10б отложено положение пика времяпролетного спектра (время), а по вертикали – энергия соответствующего пика в сечении реакции. Аппроксимация данных (рис. 10б) по вышеприведенной формуле для времени пролета нейтрона в установке дает следующие результаты фита для параметров T_0 и L : $T_0 = 1.31 \pm 0.08$ мкс, $L = 49.42 \pm 0.02$ м. Такая процедура позволяет провести калибровочные измерения (время–энергия) γ -детектора для TOF-метода.

На рис. 11 показаны измеренный и расчетный времяпролетные спектры реакции (n, γ) в Au-мишени в заданном временном диапазоне 250–315 мкс, который эквивалентен интервалу по энергии 129.7–206.4 эВ. Расчетный спектр вычислен для пяти известных резонансов [14–16], представленных в табл. 1 и попадающих в заданный диапазон энергий, с учетом измеренного спектра нейтронов,

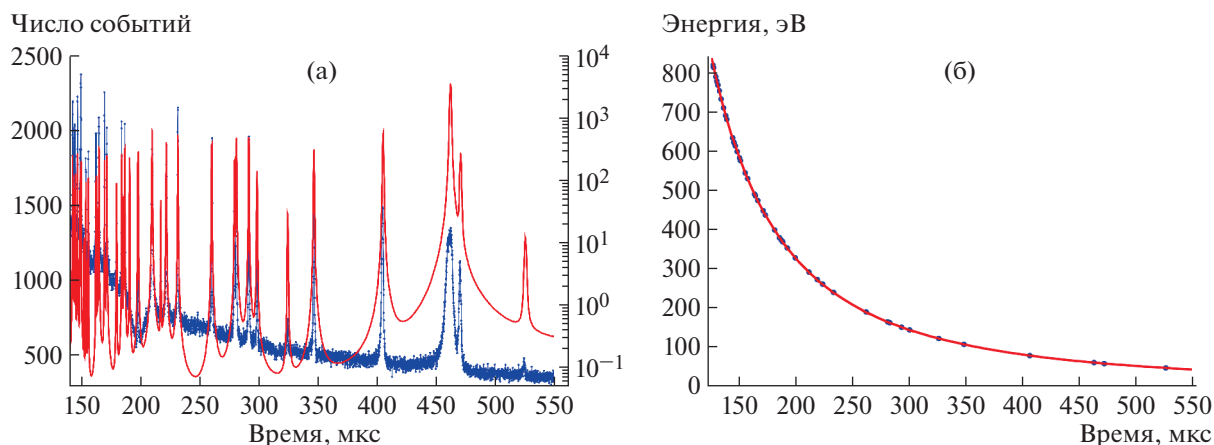


Рис. 10. а – измеренный (точки с ошибками) и расчетный (сплошная линия) времяпролетный спектр реакции (n, γ) в Au-мишени в диапазоне 100–550 мкс; б – график соответствия пиков времяпролетного спектра (время) и пиков в сечении реакции $(n, \gamma)^{197}\text{Au}$ от энергии. По горизонтали – положение пика времяпролетного спектра, по вертикали – соответствующая энергия пика в сечении реакции.

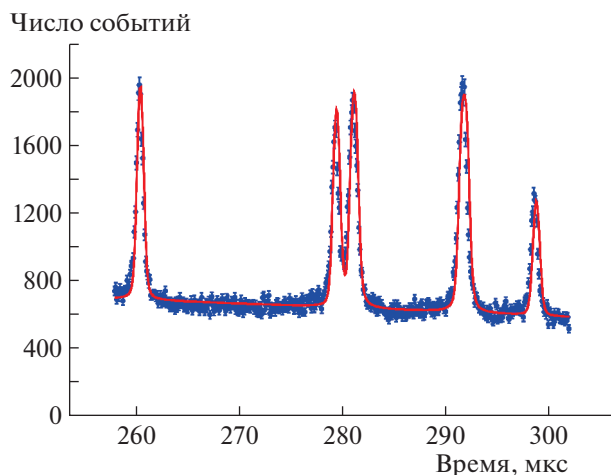


Рис. 11. Измеренный (точки) и расчетный (линия) времяпролетные спектры реакции (n, γ) в Au-мишени в диапазоне 250–315 мкс.

функции временного разрешения установки, фоновой составляющей и доплеровского уширения резонансов. При этом фон аппроксимируется линейной зависимостью от времени.

Число отсчетов N_i расчетного спектра (рис. 11) в i -м бине определяется следующим выражением:

$$N_i = \Phi(E) dE \varepsilon_\gamma T_m \int R(E, E') w(E') dE';$$

$$R(E, E') = \frac{1}{W_c \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{(E - E')^2}{W_c^2}\right);$$

$$w(E) = \frac{\sigma_{n\gamma}}{\sigma_t} (1 - \exp(-n\sigma_t(E)\psi(\Gamma/\Delta, x)));$$

$$\sigma_{n\gamma} = \frac{\sigma_{th} \sqrt{0.0253}}{\sqrt{E}} + \sum_i \frac{\pi}{k^2} \frac{g_i \Gamma_n \Gamma_\gamma^i}{(E - E_i)^2 + \Gamma_i^2/4},$$

где $w(E)$ – функция, описывающая вероятность радиационного захвата нейтрона ядром с учетом поглощения в образце; E – энергия нейтрона; $\Phi(E)$ – поток падающих на мишень нейтронов, измеряемый мониторными счетчиками ^3He ; ε_γ – эффективность γ -детектора; T_m – время набора статистики; $R(E, E')$ – функция разрешения [17],

Таблица 1. Параметры резонансов ^{197}Au [14–16] в диапазоне энергий 130–206 эВ

E_i , эВ	$2g\Gamma_n$, мэВ	Γ_γ , мэВ	J
144.2	6.7 ± 0.3	120 ± 10	1
151.2	27.6 ± 1.0	95 ± 15	2
162.9	37.4 ± 1.8	130 ± 9	1
164.9	11.6 ± 0.6	109 ± 13	2
189.9	36.0 ± 3.0	126 ± 12	1

учитывающая временной разброс вылета нейтронов из мишени источника, обусловленный прямоугольной формой импульса (0.4 мкс) протонного пучка; W_c – дисперсия временного разброса протонного пучка; $\psi(\Gamma/\Delta, x)$ [18] – функция, учитывающая тепловое движение атомов в образце; Δ – доплеровская ширина; $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$ – полная ширина резонанса, включающая в себя нейтронную Γ_n и радиационную Γ_γ ширины; $\sigma_{n\gamma}$ – сечение радиационного захвата; $x = 2(E - E_i)/\Gamma$; E_i – энергия резонанса; σ_t – полное сечение; σ_{th} – сечение радиационного захвата тепловых нейтронов (98.6 б); k – волновое число нейтрона; g_i – статистический вес, зависящий от спина ядра и полного момента резонанса.

Измеренный и расчетный времяпролетные спектры для пяти известных резонансов (см. рис. 11) хорошо согласуются между собой. Следует отметить, что в расчетном спектре используется один свободный параметр, связанный с полным потоком нейтронов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследования жидкостного сцинтилляционного γ -детектора. Приведено описание электроники, состоящей из предусилителя и усилителя-формирователя сигналов детектора. Разработан метод определения стартового импульса для времяпролетной методики, основанный на регистрации нескольких γ -квантов (>3) от нейтронного источника в узком временном интервале, 0.3 мкс. Регистрация вспышки от γ -квантов и непрерывная запись цифровой информации с γ -детектора каждые 100 нс позволяют при обработке TOF-данных off-line получить время начала сброса протонов на мишень с точностью ~ 100 нс в каждом импульсе протонного пучка. Данный метод не зависит от временной нестабильности синхроимпульса протонного пучка. Сравнение энергетического разрешения секции γ -детектора с результатами моделирования при регистрации γ -квантов показало хорошее согласие измеренных данных с результатами моделирования. Показана возможность измерения γ -детектором сечений радиационного захвата нейтрона ядром.

БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность И.И. Ткачеву, А.В. Фещенко, О.В. Каравичеву и В.Е. Постоеву за поддержку и помощь в работе. Авторы выражают благодарность Н.М. Соболевскому и Л.Н. Латышевой за помощь с расчетами по программе SHIELD, С.Б. Борзакову за помощь в обработке экспериментальных данных.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Ускорительный центр нейтронных исследований структуры вещества и ядерной медицины ИЯИ РАН” при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Соглашения о предоставлении субсидии (№ 14.621.21.0014 от 28.08.2017), уникальный идентификатор RFMEFI62117X0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бенецкий Б.А., Вахетов Ф.З., Грачев М.И., Данышин С.Н., Емельянов В.В., Жуков Ю.Н., Заикин Д.А., Коптелов Э.А., Кутузов В.А., Лебедев С.Г., Мордовской М.В., Рябов Ю.В., Сазанов В.Н., Скоркин В.И., Соболевский Н.М. и др.* Препринт ИЯИ № 1058/2001. М., 2001.
2. *Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.* Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Атомиздат, 1970.
3. *Васильев И.А., Джилкибаев Р.М., Хлюстин Д.В.* // ПТЭ. 2020. № 2. С. 13. <https://doi.org/10.31857/S0032816220010255>
4. *Wright G.T.* // Physical Review. 1953. V. 91. № 5. P. 1282.
5. *Flynn K.F., Glendenin L.T., Steinberg E.P., Wright P.M.* // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 1964. V. 27. P. 13.
6. *O’Riely G.V., Kolb N.R., Pywell R.E.* // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 1996. V. A368. P. 745.
7. CAEN DT5742. 16 channel 12 bit waveform digitizer. <http://www.caen.it>
8. *Dorenbos P., Hass J.T.M., Eijk C.W.E.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1995. V. 42. № 6. P. 2190. <https://doi.org/10.1109/TNS.2011.2141683>
9. *Dossi R., Ianni A., Rannucci G.* // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 2000. V. A451. P. 623. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)00337-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00337-5)
10. Geant4 Collaboration, *Agostinelli S. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 2003. V. A506. P. 250. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
11. *Бруданин В.Б., Кочетов О.И., Немченко И.Б., Смольников А.А.* // Известия РАН. Серия физическая. 2001. Т. 65. № 1. С. 60.
12. *Dementyev A.V., Sobolevsky N.M.* // Radiation Measurements. 1999. V. 30. P. 553. [https://doi.org/10.1016/S1350-4487\(99\)00231-0](https://doi.org/10.1016/S1350-4487(99)00231-0)
13. National Nuclear Data Center. <http://nndc.bnl.gov>
14. *Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Пащенко А.Б., Пляскин В.И.* Радиационный захват нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 1986.
15. *Sukhoruchkin S.I., Soroko Z.N., Deriglazov V.V.* Tables of Neutron Resonance Parameters. V. 1. / Ed. H. Schopper. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1998. ISBN 978-3-540-63277-1.
16. *Mughabghab S.F., Garber D.I.* Neutron Cross Sections. Resonance Parameters. Third Edition. V. 1. Upton, N.Y. (USA): Brookhaven National Lab., 1973.
17. *Larson N.M.* Updated Users’ Guide for SAMMY: Multilevel R-Matrix Fits to Neutron Data. Using Bayes’ Equations. ORNL/TM-9179/R8. Oak Ridge, TN, USA: Oak Ridge National Laboratory, 2008.
18. *Shcherbakov O., Harada H.* // Nuclear Science and Technology. 2002. V. 39. P. 548. <https://doi.org/10.1080/18811248.2002.9715233>