

ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР УСТАНОВКИ ИНЕС

© 2025 г. Р. М. Джилкибаев^а*, Д. В. Хлюстин^а^а Институт ядерных исследований Российской академии наук
Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а

* e-mail: rmd@inr.ru

Поступила в редакцию 08.08.2024 г.

После доработки 19.09.2024 г.

Принята к публикации 03.10.2024 г.

Разработан метод определения стартового импульса для времяпролетной методики, который существенно повышает точность временной привязки к импульсу протонного пучка. Измерен энергетический спектр импульсного источника нейтронов РАДЭКС и проведено сравнение с результатами моделирования. Описана процедура определения формы импульса нейтронов от времени на базе измеренной формы импульса протонного пучка при замедлении нейтронов в мишени. Описан метод абсолютной калибровки спектрометра с учетом эффекта изменения энергии нейтрона вследствие многократного упругого рассеяния нейтрона в образце. Разработана процедура восстановления сечений радиационного захвата нейтрона ядром при многократном упругом рассеянии нейтронов в образце. Представлены результаты калибровочных измерений сечений радиационного захвата нейтрона ядром Au на времяпролетном спектрометре установки ИНЕС. Проведено сравнение измеренных сечений с расчетными сечениями на основе известных параметров резонансов и сечениями, полученными ранее в эксперименте с тонким образцом.

DOI: 10.31857/S0032816225020044, EDN: GJBEIP

1. ВВЕДЕНИЕ

Установка ИНЕС предназначена для измерения сечений радиационного захвата нейтрона ядром на импульсном источнике нейтронов РАДЭКС [1] центра коллективного пользования ИЯИ РАН. Установка дает возможность повысить точность измерения сечений радиационного захвата нейтронов на ядрах по сравнению с существующим уровнем. Это имеет важное значение для ядерной астрофизики, ядерной трансмутации и для накопления актинидов в тепловых ядерных реакторах при длительной работе.

Сечения радиационного захвата нейтронов на ядрах измеряются с помощью времяпролетной (TOF) методики [2]. Установка состоит из восьми секций сцинтилляционных детекторов γ -квантов [3], мониторинговых ^3He -счетчиков нейтронов [4], а также системы регистрации и обработки данных.

Для образования нейтронов импульсным протонным пучком в нейтронном источнике

РАДЭКС используется вольфрамовая мишень с водяным охлаждением. Протонный пучок имеет энергию 267 МэВ, импульсный ток 5–7 мА, длительность 0.3 мкс, частоту импульсов 50 Гц. Энергия нейтронов определяется по времени пролета, измеряемого многоканальным TDC-кодировщиком с непрерывной записью сигналов от γ -детектора каждые 100 нс в течение 19.66 мс, который запускается синхроимпульсом протонного пучка. Время пролета нейтрона T [мкс] определяется пролетной базой установки L [м] и энергией нейтрона E [эВ] следующим образом: $T = 72.3LE^{-1/2}$. Пролетная база установки L определяется расстоянием от мишени (W) источника до измеряемого образца и равна 49.4 м. Относительная погрешность в измерении энергии нейтрона зависит от временной неопределенности δT и равна $\delta E/E [\%] = 2.77 E^{1/2} \delta T/L$ [2]. Основной вклад во временную неопределенность δT вносит длительность протонного пучка равная примерно 0.3 мкс. Время пролета и относительная ошибка в измерении энергии для нейтрона

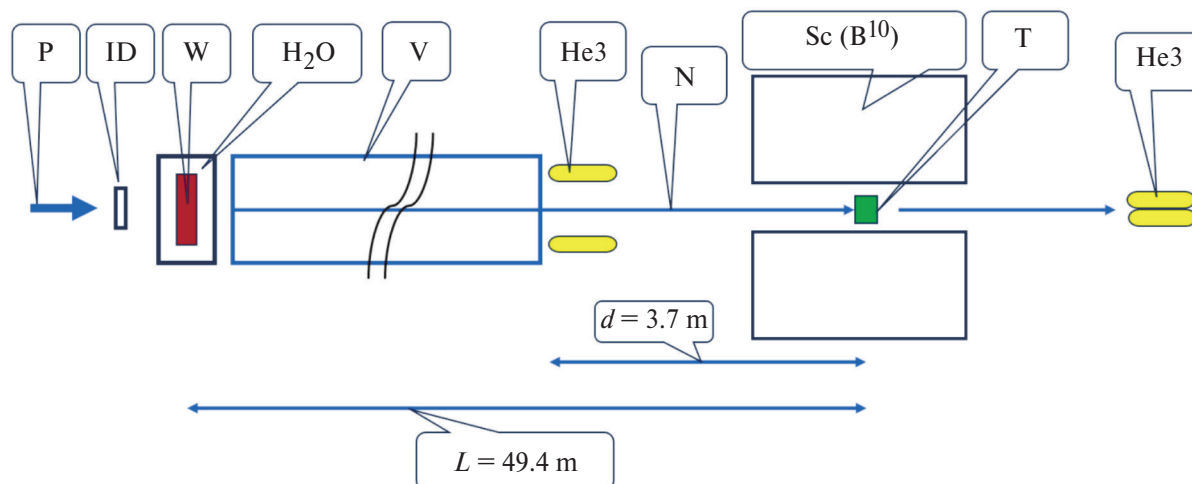


Рис. 1. Схематическое изображение времяпролетного спектрометра установки ИНЕС на нейтронном канале (N) источника РАДЭКС.

с энергией 100 эВ равны 357 мкс и 0.17% соответственно.

На рис. 1. приведено схематическое изображение времяпролетного спектрометра установки ИНЕС на нейтронном канале N источника РАДЭКС. Протонный пучок P взаимодействует с охлаждаемой водой мишенью W. Две группы нейтронных ^3He -счетчиков расположены до и после сцинтилляционного гамма-детектора Sc. Индукционный датчик тока (ID) измеряет форму импульса протонного пучка. Вакуумированный канал V имеет длину 44 м.

Первая группа нейтронных ^3He -счетчиков предназначена для измерения энергии нейтронов и состоит из четырех нейтронных счетчиков СНМ-18-1 [4]. Эти счетчики установлены перед сцинтилляционным гамма-детектором в пучке нейтронов вне зоны образца диаметром 7 см так, чтобы не возмущать поток нейтронов, падающих на образец. Вторая группа счетчиков установлена после гамма-детектора, вблизи центральной оси пучка нейтронов и предназначена для измерения ослабления потока нейтронов за образцом. Для калибровочных измерений использовался образец из золота (Au 99.99%) толщиной 1.065 мм и поперечным размером $44 \times 44 \text{ мм}^2$.

Нейтронные каналы источника РАДЭКС направлены на вольфрамовую мишень и расположены близко к оси протонного пучка. Поэтому в каналы попадают первичные гамма-кванты и высокоэнергетические нейтроны, образованные протонами в мишени. Энергетический

спектр нейтронов простирается вплоть до максимальной энергии, равной энергии протонов.

Сцинтилляционный детектор [3] представляет собой полую тонкостенную (2 мм) алюминиевую цилиндрическую камеру длиной 400 мм, диаметром 400 мм с общим объемом 40 литров, заполненную жидким сцинтиллятором. Диаметр полости равен 110 мм. Внутри камера делится на 8 независимых секций. Каждая секция просматривается фотодетектором ФЭУ-110, частично погруженным в жидкий сцинтиллятор. Диаметр фотокатода равен 60 мм. Жидкий сцинтиллятор состоит из толуола ($\text{C}_6\text{H}_5\text{CH}_3$) объемом 34.5 л, триметилбората $\text{B}(\text{OCH}_3)_3$ — объемом 5.5 л с обогащенным (94%) изотопом бора ^{10}B и сцинтиллирующих добавок РРО и РОРОР весом 50 г. Оценка длин поглощения тепловых нейтронов ядрами водорода и бора в сцинтилляторе дает величины 46 см и 0.34 см соответственно [3]. Таким образом, добавление метилбората позволяет эффективно, в 135 (46/0.34) раз, подавить гамма-кванты с энергией 2.2 МэВ от радиационного захвата фоновых нейтронов ядрами водорода в сцинтилляторе.

Электроника 8-секционного гамма-детектора и 8 нейтронных счетчиков, состоит из зарядово-чувствительного предусилителя и усилителя-формирователя [3]. Цифровые сигналы с гамма-детектора (8 каналов) и нейтронных счетчиков (8 каналов) поступают на 16-канальный временной кодировщик (TDC) с USB-интерфейсом с возможностью обработки циф-

ровой информации (2 байта) каждые 100 нс со скоростью 20 МВ/с. Предварительная обработка и сжатие информации позволяет сократить реальный объем данных для записи на диск в 630 раз. Типовой набор данных с установки за время 7 ч составляет порядка 800 МВ. Аналоговые сигналы обрабатываются выборочно 16-канальным аналого-цифровым преобразователем CAEN DT5742 (waveform digitizer) [5].

2. ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ

Плотность потока нейтронов $\Phi(E)$ моделировалась с помощью программы MCNP [6]. Мишень состоит из 80% W и 20% H₂O. При моделировании предполагалось, что протонный пучок с энергией 300 МэВ попадает в центр мишени, состоящей из тонких вольфрамовых пластин с общей толщиной 8 см и поперечным размером 13×13 см². Рассчитанный поток нейтронов $\Phi^{\text{th}}(E)$, вылетающих из мишени вперед относительно протонного пучка, в зависимости от энергии нейтронов показан на рис. 2а. Аппроксимация нейтронного потока в области от 1 до 10^5 эВ зависимостью $\Phi(E) = C/E^\alpha$ дает значение $\alpha = 0.9$. Измерение потока нейтронов проводилось с помощью мониторинжных нейтронных счетчиков. Эти счетчики установлены перед сцинтилляционным гамма-детектором в пучке нейтронов вне зоны образца. На рис. 2б показан спектр потока нейтронов в зависимости от их энергии, измеренный мониторинжными ³He-счетчиками. На измеренном спектре хорошо виден провал от выбывания нейтронов в W мишени из-за радиационного захвата нейтронов ядрами

изотопа ¹⁸⁰W, а также резонанс с энергией 19 эВ. Два других провала обусловлены примесью следующих изотопов в элементах мишенного узла источника РАДЭКС и нейтронного вакуумного канала: кобальта ⁵⁹Co, имеющего резонанс с энергией 132 эВ, и марганца ⁵⁵Mn, имеющего резонанс с энергией 341 эВ. Измеренный поток нейтронов аппроксимируется зависимостью $\Phi(E) = Cg(E)/E^\alpha$, где коэффициент

$$g(E) = \exp\left(\sum_i \sigma_i^j(E)\right)$$

обусловлен выбиванием нейтронов элементами нейтронного канала. При этом параметры C и эффективная плотность i -го изотопа n_i определяются в результате процедуры аппроксимации измеренного потока нейтронов $\Phi^{\text{exp}}(E)$.

Измеренный поток нейтронов $\Phi^{\text{exp}}(E)$ и результаты аппроксимации потока зависимостью $Cg(E)/E^\alpha$ показаны на рис. 2б. При этом показатель степени в зависимости от энергии нейтрона составляет величину равную $\alpha = 0.895 \pm 0.005$ в области энергии 5–500 эВ. Это хорошо согласуется с показателем $\alpha = 0.9$ для смоделированного потока нейтронов.

3. СТАРТОВЫЙ ИМПУЛЬС ДЛЯ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Для измерения энергии нейтронов (ТОФ-метод) необходимо измерить разность между временем регистрации гамма-квантов от процесса захвата нейтрона ядром и временем образования нейтрона. Энергия нейтрона при известной длине базы установки L равна $E = 0.5 M_n (L/dT)^2$, где M_n — масса нейтрона и dT — разность между временем регистрации гамма-квантов

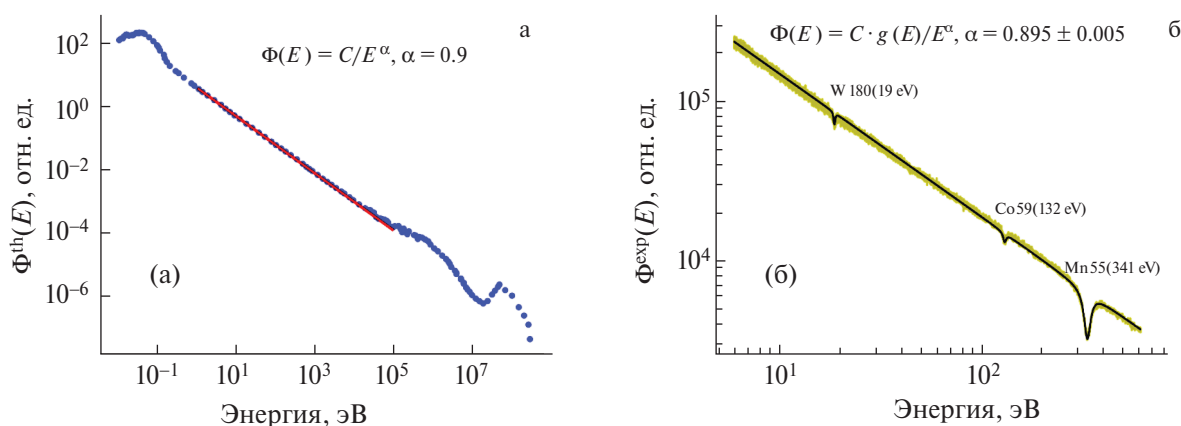


Рис. 2. а — Рассчитанный поток нейтронов $\Phi^{\text{th}}(E)$ и его аппроксимация зависимостью C/E^α в диапазоне 1– 10^5 эВ (показана сплошной линией); б — измеренный поток нейтронов $\Phi^{\text{exp}}(E)$ и его аппроксимация зависимостью $\Phi(E)$ в диапазоне 5–500 эВ (показана сплошной линией).

и временем образования нейтрона. В качестве стартового импульса, связанного с временем образования нейтрона, можно использовать сигнал синхроимпульса ускорителя или время регистрации гамма-квантов, образованных протонами в мишени источника W, гамма-детектором установки. В первом варианте точность измерения времени образования нейтронов в мишени W зависит в основном от временной нестабильности синхроимпульса ускорителя, которая составляет большую величину, около 1 мкс. При взаимодействии протонов с мишенью W источника рождается на порядок больше гамма-квантов, чем нейтронов, в расчете на первичный протон. При этом все гамма-кванты достигают мишени Au в узком временном интервале 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 гамма-кванты. Регистрация вспышки от гамма-квантов и непрерывная запись цифровой информации от гамма-детектора каждые 100 нс позволяют получить время начала сброса протонов на мишень с точностью примерно 100 нс в каждом импульсе протонного пучка при обработке TOF-данных офлайн [4]. Это на порядок точнее, чем в первом варианте синхронизации. При этом синхроимпульс протонного пучка играет второстепенную роль и служит для относительной временной привязки. Таким образом, интенсивная вспышка гамма-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. При этом временное разрешение TOF-метода будет определяться, в основном, формой протонного импульса.

4. АППРОКСИМАЦИЯ ПРОТОННОГО И НЕЙТРОННОГО ИМПУЛЬСОВ

Форма протонного импульса $p_{\text{exp}}(t)$, измеренная индукционным датчиком тока, показана на рис. 3а. В первом приближении форму протонного импульса можно описать как прямоугольное распределение с шириной, равной 0.4 мкс примерно для 95% протонов. Остальные протоны (около 5%) имеют экспоненциальное распределение с временем спада около 1 мкс. Более точно несимметричная форма протонного импульса может быть описана комбинацией функций, состоящей из асимметричной функции Гаусса $G(\sigma_1, \sigma_2)$ и двух экспонент для областей времени $t < 0$ и $t > 0$:

$$p_{\text{ges}}(t) = K_n^{-1} \left\{ G(\sigma_1, t) + \varepsilon \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \right\}, \quad t < 0; \\ p_{\text{ges}}(t) = K_n^{-1} \left\{ G(\sigma_2, t) + \varepsilon \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right\}, \quad t > 0. \quad (1)$$

Нормированная функция $p_{\text{ges}}(t)$ зависит от пяти параметров: σ_1 , σ_2 , ε , τ_1 , τ_2 . Нормировочный множитель равен $K_n = 0.5(\sigma_1 + \sigma_2) + \varepsilon(\tau_1 + \tau_2)$. Как видно на рис. 3а, измеренная форма протонного импульса сравнительно хорошо аппроксимируется функцией $p_{\text{ges}}(t)$.

Нейтроны, рожденные в мишени источника W, испытывают замедление в водной оболочке

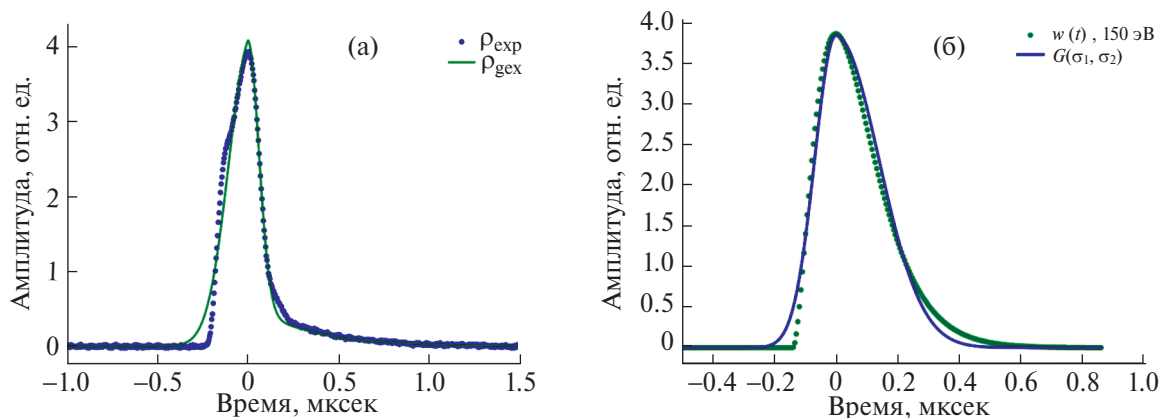


Рис. 3. а – Измеренная форма протонного импульса $p_{\text{exp}}(t)$ и ее аппроксимация функцией $p_{\text{ges}}(t)$ (показана сплошной кривой); б – функция $w(t)$ замедления нейтронов в мишени с энергией 150 эВ и ее аппроксимация асимметричной функцией Гаусса $G(s_1, s_2)$ с $s_1 = t_s$ и $s_2 = 2t_s$ (показана сплошной кривой).

мишени толщиной примерно 4 см. Среднее время между столкновениями нейтрона с протонами в водном замедлителе определяется средней длиной взаимодействия, равной 0.93 см, и составляет величину равную $t_s \sim 0.7/E^{0.5}$ мкс, где E [эВ] – энергия нейтрона на выходе из мишени. При ряде упрощающих предположений можно показать [2], что интенсивность выходящих из замедлителя нейтронов описывается нормированной функцией $w(t) = 0.5x^2 \exp(-x)$, где $x = t/t_s$. Эта функция описывает распределение по времени нейтронов, рожденных в мишени протонами в момент времени $t = 0$. Эта функция имеет максимум при $t = 2t_s$ и среднее время замедления, равное $3t_s$. Для учета эффекта замедления нейтронов в водной оболочке мишени необходимо использовать смещенную по времени функцию $w(t)$ при условии, что она имеет максимум при $t = 0$. На рис. 3б показан график смещенной функции $w(t)$, описывающей замедление нейтронов с энергией 150 эВ со сдвигом по времени, равным $2t_s$. Например, для нейтронов с энергией 150 эВ среднее время t_s составляет величину, равную примерно 60 нс. Функция замедления нейтронов $w(t)$ также хорошо аппроксимируется асимметричной функцией Гаусса. На рис. 3б показан результат аппроксимации $w(t)$ асимметричной функцией Гаусса с дисперсиями равными $\sigma_1 = t_s$ и $\sigma_2 = 2t_s$.

Форма нейтронного импульса от времени получается в результате процедуры свертки формы протонного импульса и функции замедления нейтронов. Процедуру получения результирующей формы нейтронного импульса для двух случаев: измеренного протонного импульса $p_{\text{exp}}(t)$ и формы, аппроксимирующей измеренный протонный импульс $p_{\text{gex}}(t)$, можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} p_{\text{exp}}^w(t) &= \int p_{\text{exp}}(t') w(t-t') dt', \\ p_{\text{gex}}^w(t) &= \int p_{\text{gex}}(t') w(t-t') dt'. \end{aligned} \quad (2)$$

На рис. 4 показаны результаты вычисления формы нейтронного импульса для нейтронов с энергией 150 эВ с использованием измеренной и аппроксимирующей формы протонного импульса. На рис. 4 видно, что результирующие формы нейтронного импульса $p_{\text{exp}}^w(t)$ и $p_{\text{gex}}^w(t)$ с энергией 150 эВ хорошо согласуются между собой.

Вычисление формы нейтронного импульса путем численного интегрирования требует зна-

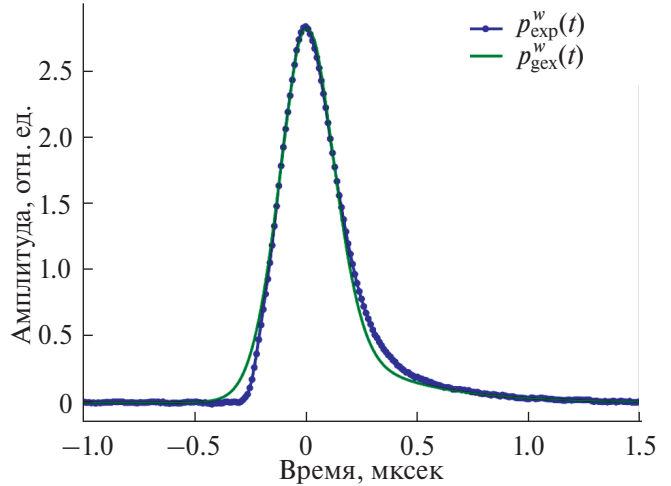


Рис. 4. Расчетные формы $p_{\text{exp}}^w(t)$ и $p_{\text{gex}}^w(t)$ нейтронного импульса с энергией 150 эВ с учетом функции замедления нейтронов в мишени соответственно для измеренной формы протонного импульса и полученной в результате ее аппроксимации асимметричной функцией Гаусса $G(s_1, s_2)$.

чительного времени. Благодаря тому, что асимметричная функция Гаусса хорошо описывает форму протонного импульса и функцию замедления нейтронов, она также дает возможность получить аналитическое выражение для формы нейтронного импульса. В этом приближении процесс вычисления сводится к свертке двух функций Гаусса. В итоге можно получить модифицированную аналитическую функцию разрешения $R(t)$ для формы нейтронного импульса, которая получается из приведенной выше функции $p_{\text{gex}}(t)$ (1) путем простой замены параметров σ_1^2 и σ_2^2 на $\sigma_{1s}^2 = \sigma_1^2 + t_s^2$ и $\sigma_{2s}^2 = \sigma_2^2 + (2t_s)^2$ соответственно. Функция разрешения $R(t)$ учитывает временной разброс вылета нейтронов из мишени источника, обусловленный формой импульса протонного пучка и замедлением нейтронов в водной оболочке мишени:

$$\begin{aligned} R(t) &= K_n^{-1} \left\{ G(\sigma_{1s}, t) + \varepsilon \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \right\}, \quad t < 0; \\ R(t) &= K_n^{-1} \left\{ G(\sigma_{2s}, t) + \varepsilon \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right\}, \quad t > 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Нормировочный множитель равен $K_n = 0.5(\sigma_{1s} + \sigma_{2s}) + \varepsilon(\tau_1 + \tau_2)$. В модифицированной формуле параметры σ_{1s} и σ_{2s} описывают основную форму протонного импульса с учетом эффекта замедления нейтронов в мишени источника.

5. ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ КАЛИБРОВКА TOF-СПЕКТРОМЕТРА

Предварительная процедура, основанная на сопоставлении пиков в измеренном времяпролетном спектре [4] и энергии резонансов в сечении реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ на основе данных ENDF/B-VIII.0 [7], позволяет определить параметры T_0 и L по формуле $T = T_0 + 72.298 L / \sqrt{E}$.

Измеренный спектр радиационного захвата нейтрона в образце золота и сечение взаимодействия нейтрона с ядром в реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ в зависимости от времени пролета нейтрона показаны на рис. 5а. Для времяпролетного спектра отложено число событий, зарегистрированных за 100 нс. Сечение взаимодействия нейтрона с ядром в реакции n, γ соответствует оси справа. Ширина канала времяпролетного спектра dT , равная 100 нс, связана с шириной канала спектра по энергии (dE) соотношением $dE/E = 2 dT/T$. Время пролета T [мкс] нейтрона в установке в зависимости от энергии нейтрона E [эВ] вычисляется по формуле $T = T_0 + 72.298 L / \sqrt{E}$ с двумя параметрами T_0 [мкс] и L [м], которые определяют начальное время и длину базы установки соответственно. Аппроксимация измеренных данных по методу наименьших квадратов (рис. 5б) дает следующие результаты для параметров T_0 и L : $T_0 = 1.18 \pm 0.07$ мкс, $L = 49.39 \pm 0.01$ м.

6. ИЗМЕРЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ФОНА ОТ ВРЕМЕНИ

Для определения зависимости фона от времени используется спектр $C_{\text{bg}}(t)$ без образца золота и спектр $C_{\text{Au}}(t)$ с образцом золота. Экспериментально измеренную вероятность радиационного захвата нейтрона ядром образца Au можно выразить следующим образом [8]:

$$Y_{\text{exp}}(t) = (C_{\text{Au}}(t) - B(t)) / (\epsilon f \Phi(t)), \quad (4)$$

где $C_{\text{Au}}(t)$ — экспериментально измеренный времяпролетный спектр радиационного захвата нейтрона ядром образца, t — время пролета нейтрона, $B(t)$ — спектр фона, полученный на основе измерений без образца и аппроксимации спектра $C_{\text{Au}}(t)$ между резонансами, $\Phi(t)$ — поток нейтронов, попадающих в исследуемый образец, ϵ — эффективность детектора гамма-квантов, f — часть нейтронного потока, попадающая в образец. Измеренный спектр фона $C_{\text{bg}}(t)$ аппроксимируется следующей зависимостью:

$$B(t) = C_1 / t^\alpha + C_2 / t^\beta, \quad (5)$$

где C_1 , C_2 , α , β — параметры зависимости $B(t)$. На рис. 6а показаны измеренные спектры $C_{\text{Au}}(t)$ с образцом золота и без него $C_{\text{bg}}(t)$. Следует отметить, что статистика при измерении фона $C_{\text{bg}}(t)$ в несколько раз меньше, чем спектра $C_{\text{Au}}(t)$. В наших измерениях постоянный фон, не зависящий от времени, значительно меньше фона, зависящего от времени.

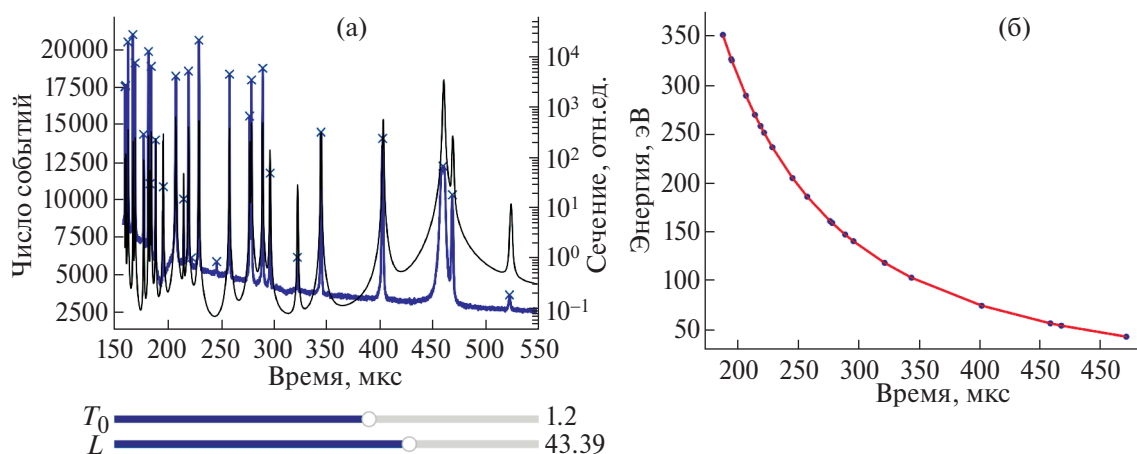


Рис. 5. а — Измеренный спектр (точки) и сечение взаимодействия нейтрона с ядром в реакции n, γ (сплошная синяя линия) в образце Au в диапазоне 100–550 мкс, внизу показаны интерактивные окна изменения параметров T_0 и L в формуле время–энергия; б — график соответствия пиков времяпролетного спектра и пиков в сечении взаимодействия нейтрона с ядром в реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$. По оси абсцисс отложено положение пика времяпролетного спектра, по оси ординат — соответствующая энергия пика в этом сечении. Сплошной черной кривой показана аппроксимация данных функцией $T = T_0 + 72.298 L / E^{1/2}$.

Процедура определения параметров фона $B(t)$ состоит из двух этапов: на первом этапе определяются предварительные параметры фона $B(t)$ путем аппроксимации измеренного спектра без образца; на втором этапе процедуры используются предварительные параметры фона для финальной аппроксимации параметров фона $B(t)$ для спектра $C_{Au}(t)$ с отобранными участками спектра между резонансами (см. рис. 6а). Измеренный спектр за вычетом фона равен $C_{Au}^{exp}(t) = C_{Au}(t) - B(t)$ и представлен на рис. 6б.

7. АБСОЛЮТНАЯ КАЛИБРОВКА НА БАЗЕ РЕЗОНАНСА С ЭНЕРГИЕЙ 4.9 ЭВ

Метод абсолютной калибровки эффективности детекторов гамма-квантов и мониторов нейтронного потока, использующий измерение относительно известного насыщенного резонанса с большим сечением (более 10^4 бн) предложен в работе [9]. Резонанс в золоте при энергии 4.9 эВ хорошо известен и имеет в максимуме полное сечение равное 3.03×10^4 бн и 2.73×10^4 бн для радиационного захвата. При таком подходе можно переписать выражение для $Y_{exp}(E)$ (4) следующим образом:

$$Y_{exp}(E) = (C_{Au}(E) - B(E)) / C_n \Phi(E), \quad (6)$$

где C_n — числовой параметр потока нейтронов, нормализующий вероятность захвата $Y_{exp}(E)$ ядром образца Au относительно известного насыщенного резонанса 4.9 эВ.

В этом подходе неизвестные параметры полного потока нейтронов и эффективности детекторов сводятся к одному параметру C_n , кото-

рый определяется процедурой аппроксимации экспериментального спектра резонанса 4.9 эВ. Нейтроны с энергией около максимума резонанса 4.9 эВ практически полностью поглощаются ядром образца с вероятностью равной $\sigma_v / \sigma_t (1 - \exp(-n\sigma_t))$, которая составляет величину равную примерно 90%. Сечение σ_v радиационного захвата нейтрона ядром и полное сечение σ_t вычисляются по одноуровневым формулам Брейта–Вигнера [10] с учетом доплеровского уширения резонансов. Приведенная толщина Au образца $n = 6.29 \cdot 10^{-3}$ бн $^{-2}$. Нейтроны в образце либо не испытывают, либо испытывают многократное упругое рассеяние до процесса радиационного поглощения ядром (рис. 7а). При каждом упругом рассеянии нейтроны с энергией E теряют энергию в среднем порядка $\Delta E \sim 2E/A$, где A — атомный вес ядра. Приведенная выше формула $\sigma_v / \sigma_t (1 - \exp(-n\sigma_t))$ для вероятности взаимодействия нейтрона с образцом корректна для варианта с нулевым многократным рассеянием до радиационного поглощения нейтрона ядром.

В наших измерениях используется сравнительно толстый образец золота (1.065 мм), поэтому необходимо учитывать эффект, связанный с изменением энергии нейтрона от многократного упругого рассеяния в образце. Для этого использовался метод Монте-Карло, моделирующий процесс взаимодействия нейтрона с образцом в области каждого резонанса с использованием сечений библиотеки ENDF/B-VIII.0 [7]. Для каждого резонанса разыгрывалось несколько миллионов событий взаимодействия нейтрона

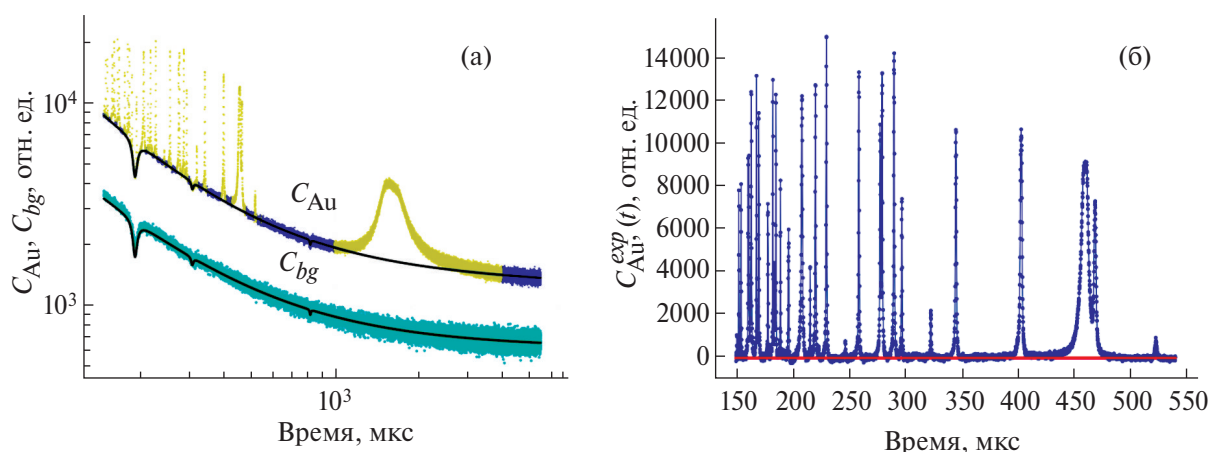


Рис. 6. а — Измеренные спектры с образцом Au (C_{Au}) и без него (C_{bg}), аппроксимация фона зависимостью $B(t)$ для спектров $C_{bg}(t)$ и $C_{Au}(t)$ показана сплошными линиями; б — измеренный спектр $C_{Au}^{exp}(t)$ за вычетом фона в области времени пролета нейтрона 150–550 мкс.

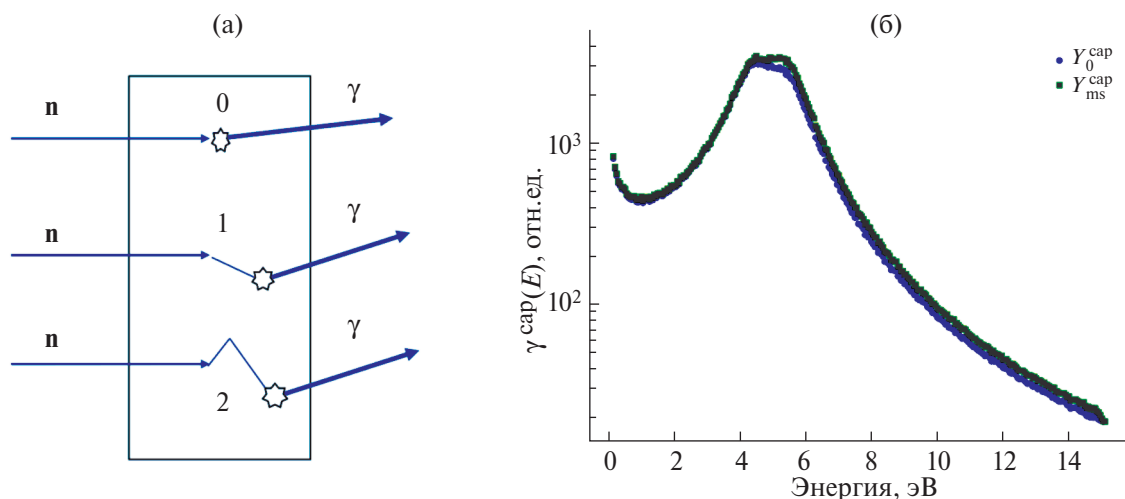


Рис. 7. а – Пример взаимодействия нейтрона в образце с упругим многократным рассеянием (0, 1, 2) до радиационного поглощения ядром; б – вероятность захвата нейтрона ядром $Y^{\text{cap}}(E)$ для процесса многократного упругого рассеяния $Y_{\text{ms}}^{\text{cap}}$ и без него Y_0^{cap} .

с образцом Au. На примере резонанса 4.9 эВ кратко опишем процедуру моделирования на основе метода весов [11]. Для описания процедуры определим следующие величины на i -ом шаге взаимодействия нейтрона в образце: вес события W_i ; энергия нейтрона E_i ; длина L_i^{max} равна расстоянию от точки взаимодействия $(x, y, z)_i$ до поверхности образца в направлении полета нейтрона с углами $(\theta, \phi)_i$; обратная длина взаимодействия нейтрона $\mu_t(E_i) = \rho \sigma_t(E_i)$, где ρ – плотность образца; $W_\gamma = \sigma_\gamma(E_i)/\sigma_t(E_i)$; $\lambda_i(E_i)$ – длина свободного пробега нейтрона. Моделирование каждого события состоит из следующих этапов:

1) задание начальных значений $W_0 = 1$, $L_0^{\text{max}} = \Delta t$ – толщина образца, $(x, y, z)_0 = (0, 0, 0)$, $(\theta, \phi)_0 = (0, 0)$, вычисление энергии нейтрона E_0 с равномерной плотностью распределения от 0.1 до 15.1 эВ;

2) вычисление длины свободного пробега нейтрона $\lambda_i(E_i)$ в пределах от 0 до L_i^{max} и координаты i -ой вершины $(x, y, z)_i$ траектории нейтрона;

3) вычисление нового веса события с $w_i = w_i(1 - \exp(-\mu_t(E_i)L_i^{\text{max}}(E_i)))$, вычисление веса вероятности захвата нейтрона ядром $Y_i^{\text{cap}} = w_i W_\gamma(E_i)$, вычисление энергии E_i , вычисление $(\theta, \phi)_i$, сохранение данных (iev , где iev – номер события, i , E_i , x, y, z , θ , ϕ , Y_i^{cap});

5) вычисление нового веса события $w_i = w_i(1 - W_\gamma)$ для следующего шага моделирования;

6) повторение процесса начиная с пункта 2), если вес события $W_i > 10^{-6}$, и остановка процесса, если $W_i < 10^{-6}$.

На рис. 7б показан результат моделирования взаимодействия нейтрона в образце Au в области резонанса с энергией 4.9 эВ для процесса с многократным упругим рассеянием ($Y_{\text{ms}}^{\text{cap}}$) и без него (Y_0^{cap}). Следует отметить, что процесс без многократного упругого рассеяния описывается формулой

$$Y_0^{\text{cap}}(E) = \sigma_g(E)/\sigma_t(E)(1 - \exp(-n\sigma_t(E))).$$

Поправочная функция $G_{\text{ms}}(E)$, учитывающая изменение энергии нейтрона вследствие многократного упругого рассеяния в образце, определяется следующим образом:

$$G_{\text{ms}}(E) = Y_{\text{ms}}^{\text{cap}}(E)/Y_0^{\text{cap}}(E).$$

На рис. 8а и 8б представлена поправочная функция $G_{\text{ms}}(E)$ для области резонанса с энергией 4.9 эВ и в более широкой области энергий до 280 эВ соответственно.

Расчетный спектр $C_{\text{Au}}^{\text{th}}$ радиационного захвата нейтрона ядром Au, измеренный времяпролетным спектрометром, выражается следующим образом:

$$\begin{aligned} C_{\text{Au}}^{\text{th}} &= C_n \Phi(t) Y_{\text{th}}(t) \Delta t, \\ Y_{\text{th}}(t) &= \int R(t, t') w(E') G_{\text{ms}}(E') dt, \\ w(E) &= \frac{\sigma_\gamma(E)}{\sigma_t(E)} (1 - e^{-n\sigma_t(E)}), \end{aligned} \quad (7)$$

где $w(E)$ – вероятность радиационного захвата нейтрона ядром с учетом поглощения в образце, C_n – числовой параметр потока нейтронов, который определяется аппроксимацией измерен-

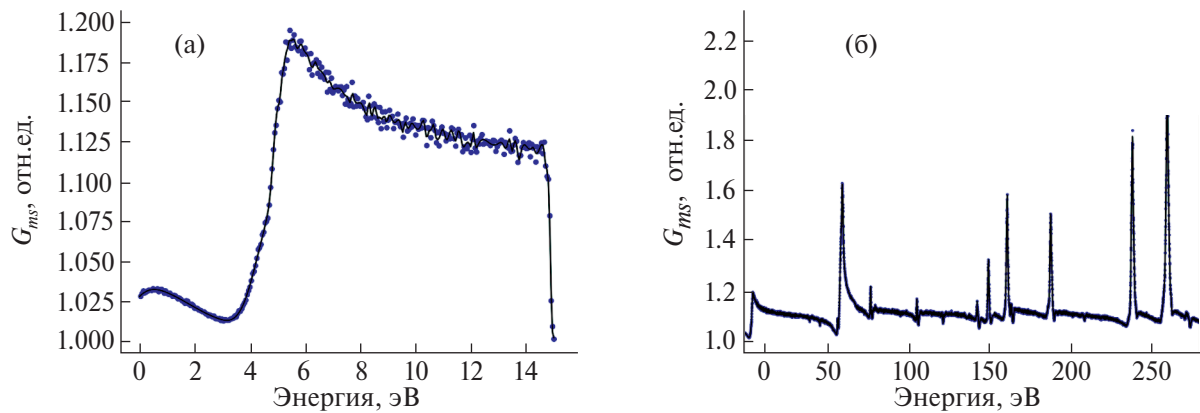


Рис. 8. а – Поправочная функция $G_{ms}(E)$, учитывающая изменение энергии нейтрона вследствие многократного упругого рассеяния в образце для резонанса с энергией 4.9 эВ; **б** – функция $G_{ms}(E)$ для резонансов с энергией меньше 280 эВ.

ного спектра в области насыщенного резонанса 4.9 эВ, Δt – ширина временного канала (100 нс), $\Phi(t)$ – поток нейтронов, падающих на образец, измеренный мониторными ^3He -счетчиками, функция разрешения $R(t, t')$ учитывает временной разброс вылета нейтронов из мишени источника, обусловленный формой импульса протонного пучка и замедлением нейтронов в водной оболочке мишени, $G_{ms}(E)$ – поправочная функция, учитывающая изменение энергии нейтрона вследствие многократного упругого рассеяния в образце. Сечение σ_γ радиационного захвата нейтрона ядром и полное сечение σ_t вычисляются по одноуровневым формулам Брейта–Вигнера [10] с учетом доплеровского уширения резонансов.

Измеренный C_{Au}^{exp} и расчетный C_{Au}^{th} времяпролетные спектры реакции (n, γ) для резонанса

с энергией 4.9 эВ в образце Au показаны на рис. 9. Расчетный спектр C_{Au}^{th} (рис. 9а) вычисляется с учетом поправочной функции $G_{ms}(E)$, учитывающей изменение энергии нейтрона вследствие многократного упругого рассеяния в образце. На рис. 9б показан расчетный спектр C_{Au}^{th} без учета функции $G_{ms}(E)$.

Как видно из сравнения рис. 9а и 9б, учет эффекта изменения энергии нейтрона вследствие многократного упругого рассеяния нейтронов в образце существенно улучшает согласие измеренного спектра с расчетным. Следует отметить, что моделирования эффекта изменения энергии нейтрона вследствие многократного упругого рассеяния нейтрона в образце и обработка данных эксперимента написаны на языке python с использованием многочисленных пакетов (math, numpy, scipy, ...) [12].

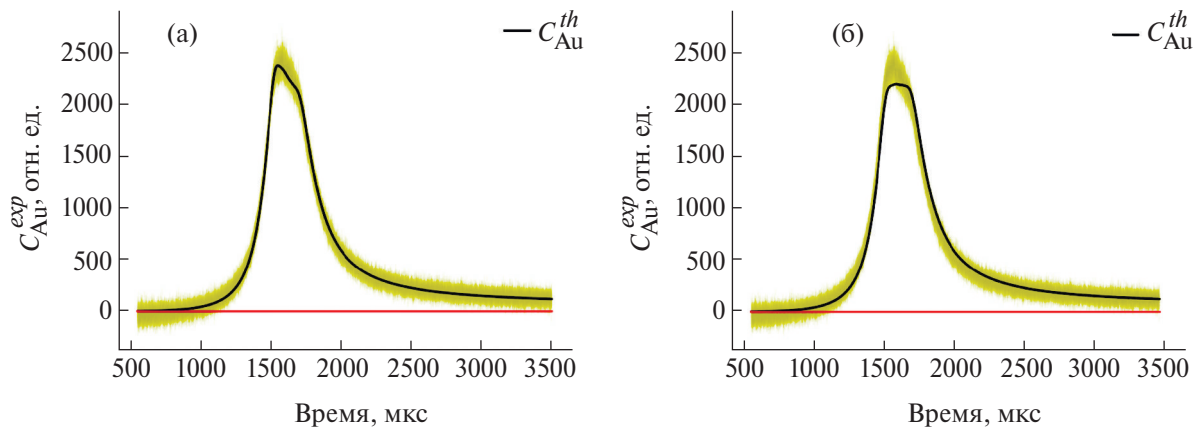


Рис. 9. а – Измеренный C_{Au}^{exp} и расчетный C_{Au}^{th} спектры с учетом поправочной функции G_{ms} для резонанса с энергией 4.9 эВ; **б** – то же самое без учета поправочной функции.

8. КАЛИБРОВОЧНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ (n, γ) В ОБРАЗЦЕ ЗОЛОТА

Для тонкого образца, когда величина $n\sigma_t$ много меньше единицы, функция (7), описывающая вероятность $w(E)$ радиационного захвата нейтрона ядром с учетом поглощения в образце, сводится к выражению $w(E) \approx n \sigma_\gamma(E)$, где n и $\sigma_\gamma(E)$ – соответственно приведенная толщина образца и сечение радиационного захвата нейтрона ядром. Поправочная функция $G_{ms}(E)$, учитывающая изменение энергии нейтрона вследствие многократного упругого рассеяния в случае тонкого образца, становится близкой к единице. Функция разрешения $R(t, t')$, учитывающая временной разброс вылета нейтронов из мишени источника, обусловленный формой импульса протонного пучка и замедлением нейтронов в водной оболочке мишени, превращается в идеальный эксперименте в δ -функцию по времени. В этом случае расчетный спектр Y_{th} радиационного захвата нейтрона ядром в приближении идеального разрешения и тонкого образца упрощается и может быть записан в следующем виде:

$$Y_{th}(E) = w(E), \quad w(E) = \frac{\sigma_\gamma(E)}{\sigma_t(E)} (1 - e^{-n\sigma_t}),$$

$$w(E) \approx n \sigma_\gamma(E). \quad (8)$$

Выражение (8) для случая толстого образца может быть переписано через функцию $R_w(E)$ в следующем упрощенном виде:

$$Y_{th}(E) = R_w(E) w(E),$$

$$R_w(E) = \int R(t, t') w(E') G_{ms}(E') dt' / w(E).$$

Относительная функция $R_w(E)$ учитывает временной разброс вылета нейтронов из мишени источника и эффект изменения энергии нейтрона вследствие многократного упругого рассеяния нейтронов в образце относительно вероятности $w(E)$ радиационного захвата нейтрона ядром в идеальном случае. Исходя из условия $Y_{exp}(E) = Y_{th}(E)$ и выражения (9), можно выразить сечение радиационного захвата нейтрона ядром σ_γ^{exp} через экспериментально измеренную вероятность радиационного захвата нейтрона ядром в следующем виде:

$$\sigma_\gamma^{exp} = \frac{Y_{exp}(E) \sigma_t}{R_w(E) (1 - \exp(-n\sigma_t))}, \quad (10)$$

где σ_t – полное сечение взаимодействия нейтрона с ядром.

Обработка измеренных данных и восстановление сечений радиационного захвата нейтрона ядром на времяпролетном спектрометре установки ИНЕС с толстым образцом Au (1.065 мм) проводилась в диапазоне энергий нейтрона до 300 эВ. Расчетное сечение σ_γ^{th} радиационного захвата Au получено на основе базы данных резонансов ENDF/B-VIII.0 [7]. Введем термин измеренное сечение σ_γ^{exp} , который означает сечение, восстановленное из измеренных выходов $Y_{exp}(E)$ по формуле (10). Для большей наглядности измеренное сечение σ_γ^{exp} и расчетное сечение σ_γ^{th} реакции (n, γ) показаны в более узком

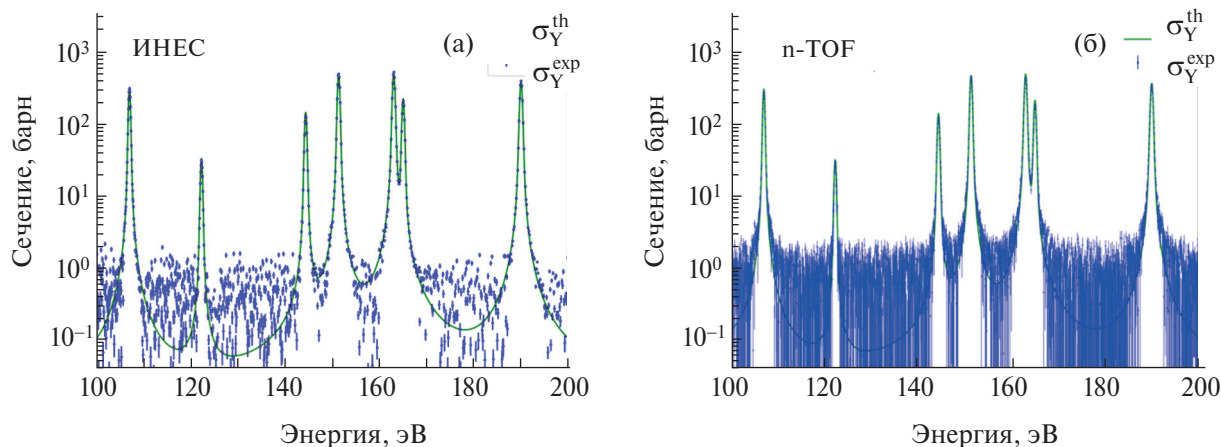


Рис. 10. а – Измеренное σ_γ^{exp} и расчетное σ_γ^{th} сечения взаимодействия нейтрона с ядром в реакции (n, γ) в диапазоне 100–200 эВ для образца Au (1.065 мм) в эксперименте ИНЕС; **б** – то же самое для образца Au (0.122 мм) в эксперименте n-TOF. Расчетное сечение радиационного захвата Au на основе данных ENDF/B-VIII.0 показано сплошной линией.

диапазоне энергий 100–200 эВ на рис. 10а. На этом рисунке видно, что измеренное и расчетное сечения хорошо согласуются между собой.

В эксперименте n_TOF [8] были проведены самые точные измерения сечения радиационного захвата нейтрона ядром Au с тонким образцом (0.122 мм). При этом длительность протонного пучка составляла величину, равную 6 нс, пролетная база равнялась 185 м. В установке ИНЕС эти величины равны 300 нс и 50 м соответственно. Таким образом, условия (8) идеального эксперимента практически реализованы в установке n_TOF .

Измеренное σ_{γ}^{exp} и расчетное σ_{γ}^{th} сечения взаимодействия нейтрона с ядром для реакции n, γ в диапазоне 100–200 эВ в тонком образце Au (0.122 мм) в эксперименте ИНЕС вычислялось по формуле (10) с использованием данных эксперимента n_TOF из базы данных [7]. При этом функция $R_w(E)$ заменяется нормировочной константой равной 1.1. Экспериментальные данные n_TOF по выходу нейтронов нормируются таким образом, что $Y_{exp}(4.9 \text{ эВ}) = 1$.

На рис. 10б показаны измеренное σ_{γ}^{exp} и расчетное σ_{γ}^{th} сечения взаимодействия нейтрона с ядром для реакции n, γ в диапазоне 100–200 эВ в тонком образце Au (0.122 мм) в эксперименте n_TOF . Сравнение рис. 10а и 10б показывает хорошее согласие измеренных сечений в эксперименте ИНЕС с данными эксперимента n_TOF [8]. Сравнение измеренных сечений с расчетными сечениями, полученными на основе параметров резонансов ENDF/B-VIII.0 [7], и сечениями, полученными ранее в эксперименте n_TOF с тонкой мишенью, показывает, что эти сечения хорошо согласуются между собой.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан метод определения стартового импульса для времяпролетной методики, который существенно повышает точность временной привязки к импульсу протонного пучка. Измерен энергетический спектр импульсного источника нейтронов РАДЭКС и проведено сравнение с результатами моделирования. Описана процедура определения формы импульса нейтронов от времени на базе измеренной формы импульса протонного пучка с учетом замедления нейтронов в мишени. Описан метод абсолютной калибровки спектрометра с учетом эффекта изменения энергии нейтрона вследствие много-

кратного упругого рассеяния нейтрона в образце. Разработана процедура реконструкции сечений радиационного захвата нейтрона ядром для случая толстого образца. Представлены результаты измерений сечений радиационного захвата нейтрона ядром Au на времяпролетном спектрометре установки ИНЕС с энергиями до 300 эВ. Измеренные сечения хорошо согласуются с расчетными сечениями на основе известных параметров резонансов и сечениями, полученными ранее в эксперименте с тонким образцом.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В.Г. Проняеву, В.Л. Матушко, И.И. Ткачеву, А.В. Фещенко за поддержку и помощь в работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования “Ускорительный центр нейтронных исследований структуры вещества и ядерной медицины ИЯИ РАН” при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ 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., Даньшин 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, Институт ядерных исследований, Москва, 2001.
2. Абрамов А.И., Казанский Ю. А, Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики: Москва: Атомиздат, 1970.
3. Васильев И.А., Джилкибаев Р.М., Хлюстин Д.В. . ПТЭ. 2020. № 2. С. 13.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220010255>
4. Васильев И.А., Джилкибаев Р.М., Хлюстин Д.В. // ПТЭ. 2021. № 1. С. 56.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221010171>
5. CAEN DT5742, 16 channel 12 bit waveform digitizer.
<http://www.caen.it>
6. MCNP, Monte Carlo N-Particle code.
<https://mcnp.lanl.gov>
7. Sirakov I., Kopecky S., Yong P.G. // IAEA, ENDF/B-VIII.0 Database, LANL.
<http://www-nds.iaea.org/exfor/endl.html>

8. *Massimi C., Domingo-Pardo C., Vannini G. et al.* // Phys. Rev. C. 2010. V. 81. P. 044616.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.81.044616>
9. *Macklin R.L., Halperin J., Winters R.R.* // Nucl. Instrum. Methods. 1979. V.164. P. 213.
[https://doi.org/10.1016/0029-554X\(79\)90457-9](https://doi.org/10.1016/0029-554X(79)90457-9)
10. JAEA-Data Code 2018-014. <http://doi.org/10.11484/jaea-data-code-2018-014>
11. *Mancinelli R.* // J Phys Conf Ser. 2012. V. 340. P. 012033.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/340/1/012033>
12. Python. <http://www.python.org>