

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074

ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР УСТАНОВКИ ИНЕС

© 2024 г. Р. М. Джилкибаев^{а, *}, Д. В. Хлюстин^а

^а Институт ядерных исследований Российской академии наук

Россия, 117312, Москва проспект 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 изменение 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.

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 течении 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 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.

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

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 44×44 мм².

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 ($C_6H_5CH_3$) объемом 34.5 л, триметилбората $B(OCH)_3$ – объемом 5.5 л с обогащенным (94%) изотопом бора ^{10}B и сцинтиллирующих добавок PPO и POPOP 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 цифровой 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% H_2O . 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 $\Phi^{th}(E)$, 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 мониторных 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 мониторными ^3He -счетчиками. На измеренном спектре хорошо виден провал от выбывания нейтронов в W мишени из-за радиационного захвата нейтронов ядрами изотопа ^{180}W , 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 ^{59}Co , имеющего резонанс с энергией 132 эВ, и марганца ^{55}Mn , имеющего резонанс с энергией 341 эВ. Измеренный поток нейтронов аппроксимируется зависимостью $\Phi(E) = Cg(E)/E^\alpha$, где коэффициент $g(E) = \exp(\sum_{n_i} \sigma_t^i(E))$ обусловлен выбыванием нейтронов элементами нейтронного канала. При этом параметры C и эффективная плотность i -го изотопа n_i определяются в результате процедуры аппроксимации измеренного потока нейтронов $\Phi^{\text{exp}}(E)$.

Рис. 2. а – Рассчитанный поток нейтронов $\Phi^{\text{th}}(E)$..., **б** – измеренный поток 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 (TOF-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 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 1мкс. 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 $t > 0$:

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

Нормированная функция $p_{\text{gex}}(t)$ 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 $p_{\text{gex}}(t)$.

Рис. 3. а – Измеренная форма протонного импульса $p_{\text{exp}}(t)$ (точки) и результат его аппроксимации функцией $p_{\text{gex}}(t)$ (сплошная кривая)

Нейтроны, рожденные в мишени источника W, испытывают замедление в водной оболочке 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 $w(t) = 0.5 x^2 \exp(-x)$, 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:

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

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.

Рис. 4. Расчетные формы $p_{\text{exp}}^w(t)$ и $p_{\text{gex}}^w(t)$ нейтронного импульса с энергией 150 эВ

Вычисление формы нейтронного импульса путем численного интегрирования требует значительного 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:

$$R(t) = K_n^{-1} \left\{ G(\sigma_{1s}, t) + \varepsilon \exp\left(\frac{t}{\tau_1}\right) \right\}, \quad t < 0;$$

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

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 $T = T_0 + 72.298 L/\sqrt{E}$.

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;

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 показан 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 $C_{bg}(t)$ без образца золота и спектр $C_{Au}(t)$ с образцом золота. Экспериментально измеренную вероятность радиационного захвата нейтрона ядром образца Au можно выразить следующим образом [8]:

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

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 $C_{Au}(t)$ 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 $C_{bg}(t)$ 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 $C_{Au}(t)$ с образцом золота и без него $C_{bg}(t)$. Следует отметить, что статистика при измерении фона $C_{bg}(t)$ в несколько раз меньше, чем спектра $C_{Au}(t)$. В наших измерениях постоянный фон, не зависящий от времени, значительно меньше фона, зависящего от времени.

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.

Рис. 6. а – Измеренные спектры с образцом Au (C_{Au}) и без него (C_{bg})

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 , который 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 $\sigma_\gamma/\sigma_t (1 - \exp(-n\sigma_t))$, которая составляет величину равную примерно 90%. Сечение σ_γ 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 $n = 6.29 \cdot 10^{-3} \text{ бн}^{-2}$. 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 $\sigma_\gamma/\sigma_t(1-\exp(-n\sigma_t))$ для вероятности взаимодействия нейтрона с образцом корректна для варианта с нулевым многократным рассеянием до радиационного поглощения нейтрона ядром.

Рис. 7. а – Пример взаимодействия нейтрона в образце с упругим многократным рассеянием (0, 1, 2) до радиационного поглощения ядро

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 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 $(\theta,\varphi)_i$; 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 $W_0 = 1$, $L_0^{\max} = \Delta t$ – толщина образца, $(x,y,z)_0 = (0,0,0)$, $(\theta,\varphi)_0 = (0,0)$, 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 $w_i = w_i(1 - \exp(-\mu_t(E_i)L_i^{\max}(E_i)))$, вычисление веса вероятности захвата нейтрона ядром $Y_i^{\text{cap}} = w_i W_\gamma(E_i)$, вычисление энергии E_i , вычисление $(\theta,\varphi)_i$, 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;

б) 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_{ms}^{cap}) и без него (Y_0^{cap}). Следует отметить, что процесс без многократного упругого рассеяния описывается формулой

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

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

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

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

Рис. 8. а – Поправочная функция $G_{ms}(E)$, учитывающая изменение энергии нейтрона...; **б** – функция $G_{ms}(E)$ для резонансов с энергией меньше 280 эВ.

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

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

где $w(E)$ – вероятность радиационного захвата нейтрона ядром с учетом поглощения в образце, C_n – числовой параметр потока нейтронов, который определяется аппроксимацией измеренного 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 $G_{ms}(E)$.

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

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 моделирование 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].

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 идеальном 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:

$$Y_{th}(E) = w(E), \quad w(E) = \frac{\sigma_\gamma(E)}{\sigma_t(E)} (1 - e^{-n\sigma_t}), \quad w(E) \approx n \sigma_\gamma(E). \quad (8)$$

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

$$Y_{th}(E) = R_w(E) w(E), \quad R_w(E) = \int R(t, t') w(E') G_{ms}(E') dt' / w(E). \quad (9)$$

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:

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

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 $\sigma_{\gamma}^{\text{th}}$ радиационного захвата Au получено на основе базы данных резонансов ENDF/B-VIII.0 [7]. Введем термин измеренное сечение $\sigma_{\gamma}^{\text{exp}}$, который означает сечение, восстановленное из измеренных выходов $Y_{\text{exp}}(E)$ по формуле (10). Для большей наглядности измеренное сечение $\sigma_{\gamma}^{\text{exp}}$ и расчетное сечение $\sigma_{\gamma}^{\text{th}}$ реакции (n,γ) показаны в более узком 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.

Рис. 10. а – Измеренное $\sigma_{\gamma}^{\text{exp}}$ и расчетное $\sigma_{\gamma}^{\text{th}}$ сечения взаимодействия нейтрона с ядром для реакции n,γ в диапазоне энергий 100–200 эВ в образце Au (1.065 мм) в эксперименте ИНЕС ;

Измеренное $\sigma_{\gamma}^{\text{exp}}$ и расчетное $\sigma_{\gamma}^{\text{th}}$ 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 $Y_{\text{exp}}(4.9 \text{ эВ}) = 1$.

На рис. 10б показаны измеренное $\sigma_{\gamma}^{\text{exp}}$ и расчетное $\sigma_{\gamma}^{\text{th}}$ 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 многократного 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>

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1.** Схематическое изображение времяпролетного спектрометра установки ИНЕС на нейтронном канале (N) источника РАДЭКС.
- Рис. 2.** **а** – Рассчитанный поток нейтронов $\Phi^{\text{th}}(E)$ и его аппроксимация зависимостью C/E^α в диапазоне 1–10⁵ 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).
- Рис. 3.** **а** – Измеренная форма протонного импульса $p_{\text{exp}}(t)$ и ее аппроксимация функцией $p_{\text{gex}}(t)$ (показана сплошной кривой); **б** – функция $w(t)$ замедления нейтронов в мишени с энергией 150 эВ и ее аппроксимация асимметричной функцией Гаусса $G(\sigma_1, \sigma_2)$ с $\sigma_1 = t_s$ и $\sigma_2 = 2t_s$ (показана сплошной кривой).
- Рис. 4.** Расчетные формы $p_{\text{exp}}^w(t)$ и $p_{\text{gex}}^w(t)$ нейтронного импульса с энергий 150 эВ с учетом функции замедления нейтронов в мишени соответственно для измеренной формы протонного импульса и полученной в результате ее аппроксимации асимметричной функцией Гаусса $G(\sigma_1, \sigma_2)$.
- 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 $T = T_0 + 72.298 L/E^{1/2}$.
- Рис. 6.** **а** – Измеренные спектры с образцом Au (C_{Au}) и без него (C_{bg}), аппроксимация фона зависимостью $B(t)$ для спектров $C_{\text{bg}}(t)$ и $C_{\text{Au}}(t)$ показана сплошными линиями; **б** – измеренный спектр $C_{\text{Au}}^{\text{exp}}(t)$ 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^{cap} (E) для процесса многократного упругого рассеяния $Y_{\text{ms}}^{\text{cap}}$ и без него Y_0^{cap} .

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.

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.

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.

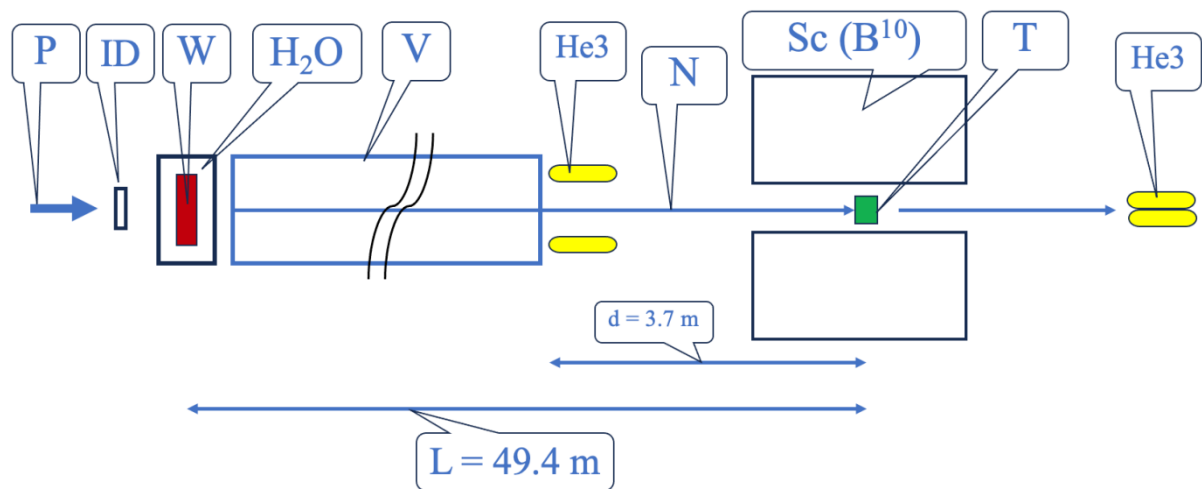


Рис. 1

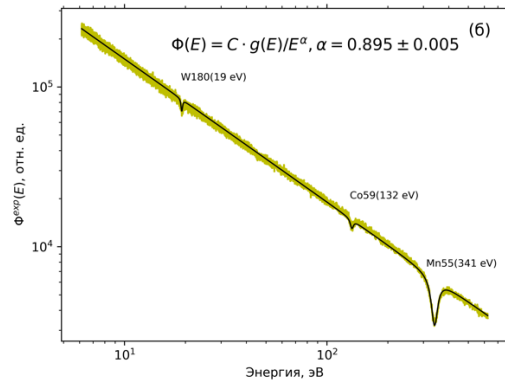
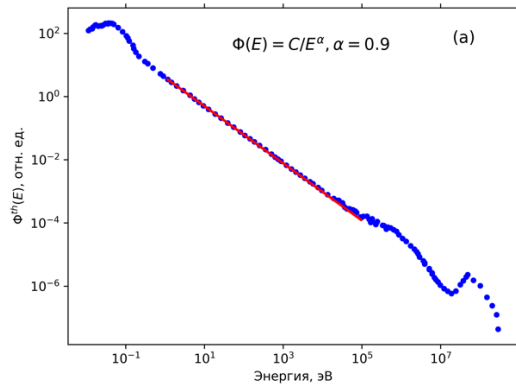


Рис. 2.

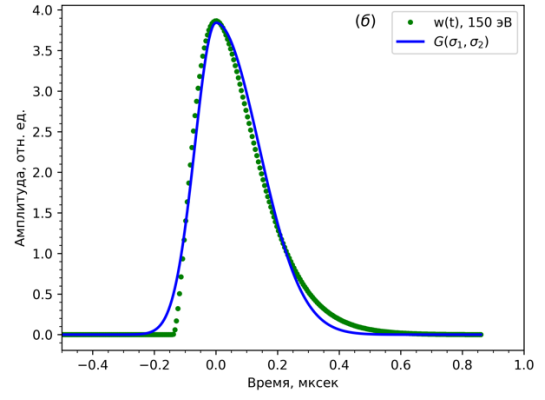
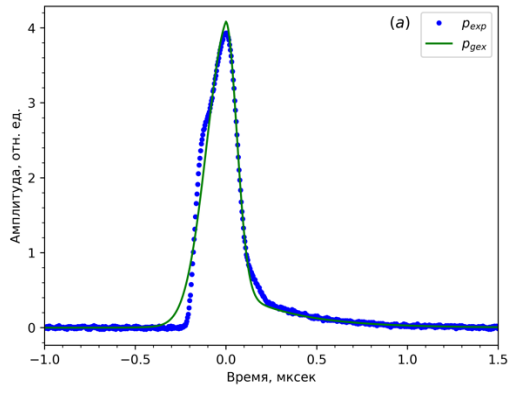


Рис. 3.

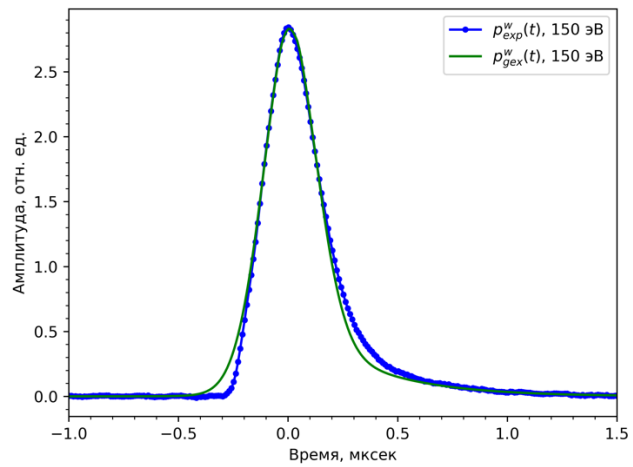


Рис. 4.

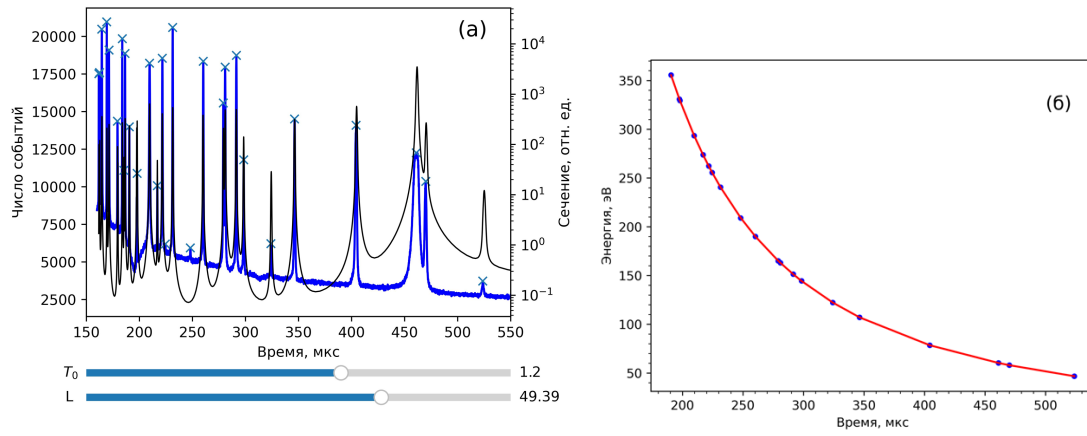


Рис. 5

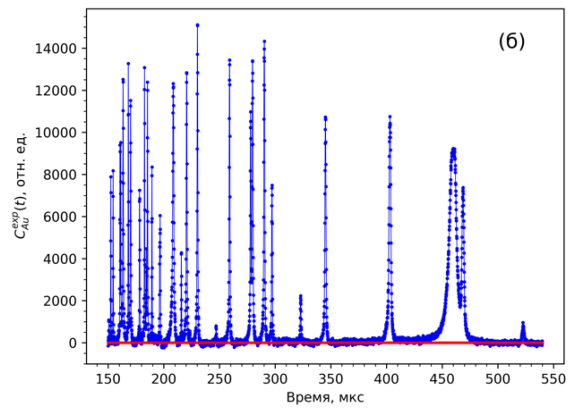
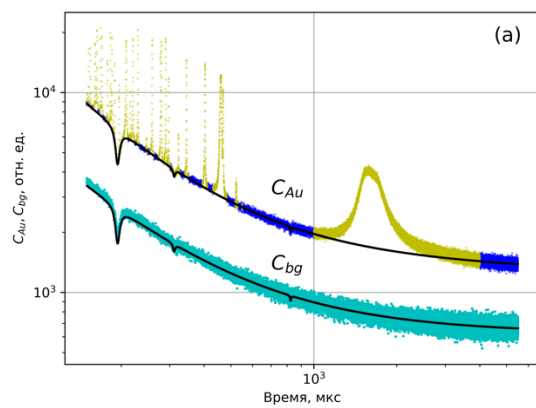


Рис. 6.

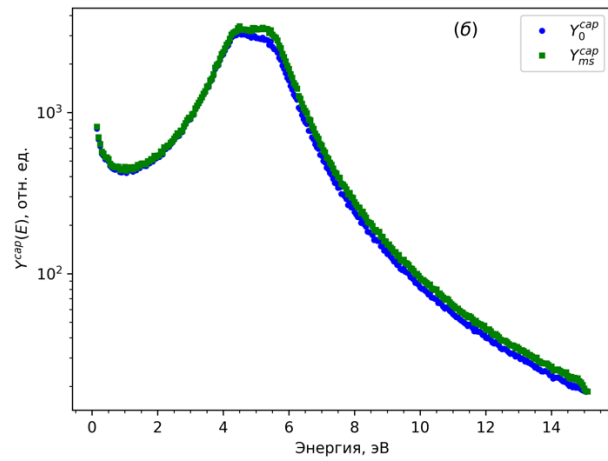
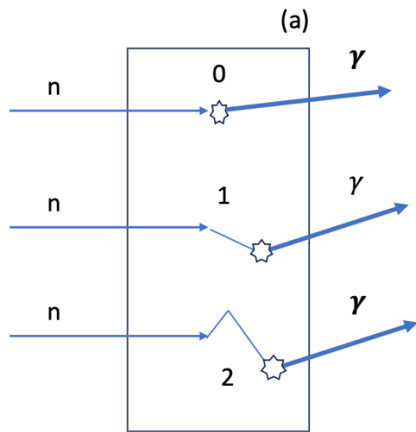


Рис. 7.

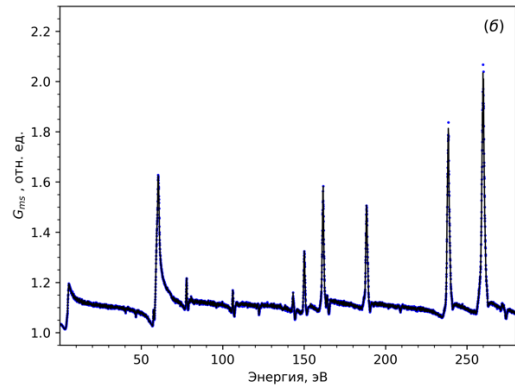
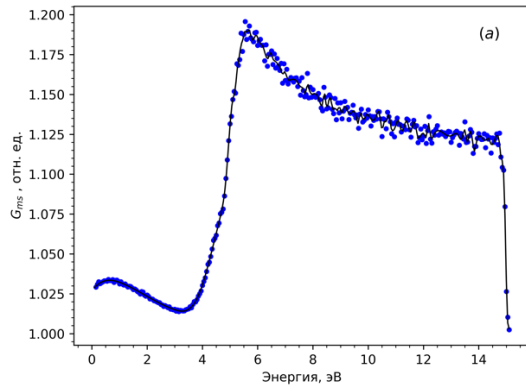


Рис. 8.

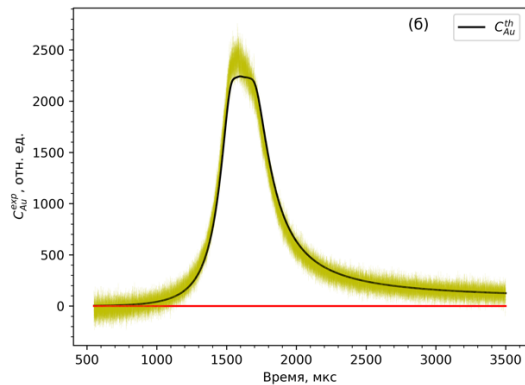
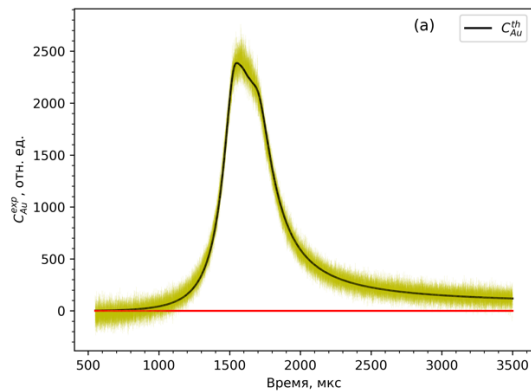


Рис. 9.

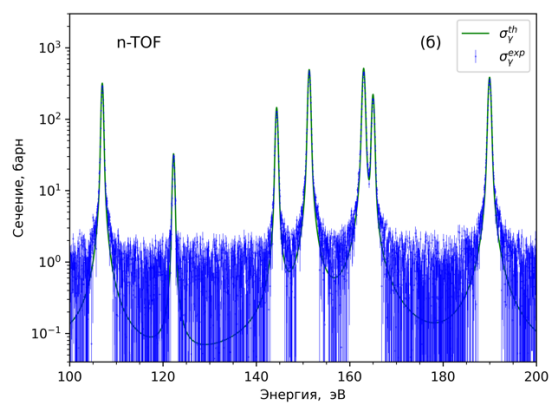
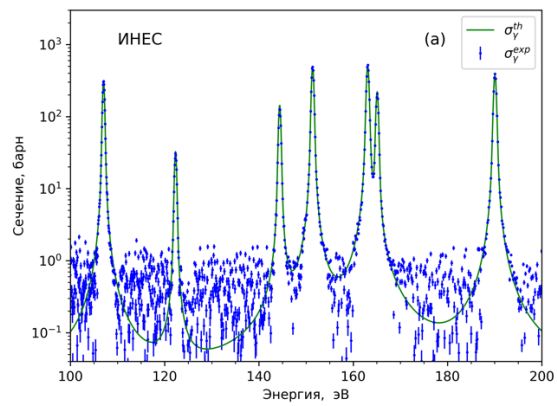


Рис. 10.