

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.07

**ИСТОЧНИК РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ (ИРЕН): ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ПОТОКОВ РЕЗОНАНСНЫХ И ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ,
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ РАЗРЕШЕНИЯ И ЗАВИСИМОСТИ
ПОТОКА ОТ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ**

©2025 г. С. Б. Борзаков^а, Е. А. Голубков^а, А. М. Ергашов^{а,с},
А. О. Зонтиков^а, Ю. Н. Копач^а, С. Мажен^{а,с}, В. Л. Кузнецов^{а,б},
Л. В. Мицына^а, Н. В. Реброва^а, А. Д. Рогов^а, П. В. Седышев^а,
Н. В. Симбирцева^а, К. Храмко^а

^а *Объединенный институт ядерных исследований*

Россия, 141980, Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6

^б *Институт ядерных исследований Российской академии наук*

Россия, 117312, Троицк, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а

^с *Институт ядерной физики*

Казахстан, 050032, Алматы, ул. Ибрагимова, 1

Поступила в редакцию 11.12.2024 г.

После доработки 14.02.2025 г.

Принята к публикации 12.05.2025 г.

Потоки тепловых и резонансных нейтронов, зависимость потока нейтронов от их энергии и функция разрешения определены экспериментально для одиннадцатиметровой и шестидесятиметровой пролетных баз (на четвертом и третьем каналах) установки “Источник резонансных нейтронов” (ИРЕН), ОИЯИ. Полученные экспериментально характеристики установки ИРЕН подтверждены расчетами методом Монте-Карло.

1. ВВЕДЕНИЕ

Источник резонансных нейтронов (ИРЕН) Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка, ОИЯИ является импульсным нейтронным источником на базе линейного ускорителя электронов ЛУЭ-200. Ускоренные электроны направляются на нейтронопроизводящую неразмножающую мишень на основе сплава вольфрама, что приводит к возникновению тормозных γ -квантов. В результате взаимодействия γ -квантов с ядрами вольфрама рождаются

нейтроны. Для охлаждения и формирования спектра нейтроны, рождающиеся в мишени, проходят через объем окружающей ее дистиллированной воды величиной 50 мм. ИРЕН функционирует в тестовом режиме, и в настоящее время достигнуты следующие параметры установки: импульсный ток равен 1.8 А, частота импульсов составляет 50 Гц, средний ток равен 10.8 мкА, средняя мощность на мишени составляет 1.2 кВт [1, 2].

На пролетных базах установки ИРЕН расположено несколько инструментов, используемых для проведения измерений по пропусканию, захвату и рассеянию нейтронов образцами. Так, на 60-метровой пролетной базе (нейтронный пучок №3) находится установка на основе многосекционного жидкостного сцинтилляционного детектора для исследования элементного состава образцов методом нейтронного резонансного анализа в радиационном захвате. На 11-метровой и 16-метровой пролетных базах (пучок №4) ведутся работы по созданию установки для измерения угловых корреляций при спектрометрии γ -квантов прямого перехода p -волновых резонансов в реакции радиационного захвата нейтронов.

Анализ экспериментальных данных, оценка возможности проведения и планирование экспериментов на пучках ИРЕН предполагают знание параметров установки: абсолютных потоков резонансных и тепловых нейтронов в местах расположения образцов, зависимости нейтронных потоков от энергии нейтронов, энергетической функции разрешения инструментов. В настоящей работе приведены экспериментально определенные потоки нейтронов, значение параметра α , характеризующего энергетическую зависимость нейтронного потока $1/E^{1-\alpha}$, и измеренная функция разрешения для нейтронного пучка №4 установки ИРЕН. Экспериментально определенные параметры сопоставлены с результатами расчетов, учитывающих все необходимые факторы, влияющие на нейтронные потоки установки ИРЕН.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТОКОВ РЕЗОНАНСНЫХ И ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ УСТАНОВКИ ИРЕН МЕТОДОМ НЕЙТРОННОГО АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА

Количество нейтронов в месте расположения образца определялось с помощью метода нейтронного активационного анализа [3]. При облучении ядра тепловыми и резонансными нейтронами основным каналом является реакция радиационного захвата. Результатом реакции является нейтронно-избыточное β -активное ядро. Измеряя β -активность или сопутствующее γ -излучение, можно определить активность, которую приобрел исследуемый образец в результате своего нахождения в нейтронном потоке.

Для определения потока нейтронов на место расположения образца были установлены индикаторы-мониторы одного типа из золотой фольги толщиной 50 мкм и площадью 1 см².

Оба индикатора, один из которых был в оболочке из кадмия, облучались в одних и тех же условиях. Для измерения активности мониторов посредством регистрации γ -квантов из распада ^{198}Au использовался γ -спектрометр высокого разрешения из особо чистого германия (HPGe) с разрешением FWHM=2.1 кэВ для линии ^{60}Co с энергией 1332.5 кэВ и эффективностью регистрации γ -излучения 35% относительно стандартного кристалла NaI диаметром 7.6 см и длиной 7.6 см.

Поток резонансных нейтронов Φ_{res} определялся из измерений активности индикатора массой m_2 , облученного в кадмиевой защите:

$$\Phi_{\text{res}} = \frac{N_{\gamma 2} M \lambda e^{\lambda t_{d2}}}{m_2 N_A I_{\gamma} \varepsilon v I_{\text{res}} (1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}) (1 - e^{-\lambda t_{\text{meas}}})},$$

где $N_{\gamma 2}$ – число отсчетов детектора (площадь пика полного поглощения γ -квантов) для линии 411.8 кэВ золотого монитора, облученного в кадмии, M – молярная масса, постоянная распада $\lambda = \ln 2 / T_{1/2} = 2.977 \cdot 10^{-6} \text{с}^{-1}$ ($T_{1/2} \simeq 2.7$ дня – период полураспада ^{198}Au до стабильного ^{198}Hg), $e^{\lambda t_{d2}}$ – множитель, учитывающий распад ядер за время t_{d2} после завершения облучения, N_A – число Авогадро, I_{γ} – интенсивность излучения γ -линии с энергией 411.8 кэВ, ε – эффективность регистрации γ -детектора, v – содержание стабильного изотопа в естественной смеси (в случае золота $v=1$), I_{res} – резонансный интеграл для золота [4], $1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}$ – множитель, учитывающий распад активированных ядер за время t_{irr} облучения монитора, $1 - e^{-\lambda t_{\text{meas}}}$ – множитель, учитывающий распад активированных ядер за время t_{meas} измерения монитора.

Поскольку активация индикатора, облученного без кадмия, производится как тепловыми, так и резонансными нейтронами, измерение его активности дает величину, пропорциональную $X = \Phi_{\text{th}} \sigma_{\text{th}} + \Phi_{\text{res}} I_{\text{res}}$, где σ_{th} – сечение захвата тепловых нейтронов стабильным изотопом золота. Поток тепловых нейтронов (при одновременном облучении и измерении индикаторов в кадмиевой защите и без нее) определяется при вычитании вклада резонансных нейтронов в активность не защищенного кадмиевой оболочкой монитора массы m_1 :

$$\Phi_{\text{th}} = \frac{X - \Phi_{\text{res}} I_{\text{res}}}{\sigma_{\text{th}}} = \frac{r}{\sigma_{\text{th}}} \left(N_{\gamma 1} \frac{\exp(\lambda t_{d1})}{m_1} - N_{\gamma 2} \frac{\exp(\lambda t_{d2})}{m_2} \right),$$

где

$$r = \frac{M \lambda}{N_A I_{\gamma} \varepsilon v (1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}) (1 - e^{-\lambda t_{\text{meas}}})},$$

$N_{\gamma 1}$ – площадь γ -пика с энергией 411.8 кэВ от золотого монитора, облученного без кадмиевой оболочки, $e^{\lambda t_{d1}}$ – множитель, учитывающий распад ядер за время t_{d1} после завершения облучения незащищенного монитора.

Измерения значений потоков нейтронов проводились на пролетных базах пучков №4 и №3 установки ИРЕН. В табл. 1 представлены результаты проведенных измерений.

Таблица 1. Измеренные значения потоков тепловых и резонансных нейтронов на каналах №3 и №4 установки ИРЕН. Потоки резонансных нейтронов приведены при энергии 1 эВ

Канал №3		Канал №4	
$\Phi_{th}, \frac{H}{cm^2 \cdot c}$	$\Phi_{res}, \frac{H}{cm^2 \cdot c \cdot эВ}$	$\Phi_{th}, \frac{H}{cm^2 \cdot c}$	$\Phi_{res}, \frac{H}{cm^2 \cdot c \cdot эВ}$
217 ± 6	133 ± 5	$(2.78 \pm 0.06) \cdot 10^4$	$(1.58 \pm 0.05) \cdot 10^4$

3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ФУНКЦИЯ РАЗРЕШЕНИЯ ИРЕН

При анализе резонансно зависящих от энергии нейтронов экспериментальных данных, полученных по времени пролета, необходимо использовать функцию разрешения инструмента $R(E, E')$. Наблюдаемые в эксперименте резонансы математически являются сверткой функции разрешения с функцией, описывающей изучаемый физический процесс.

Неопределенность во времени пролета нейтрона $\Delta t = \sqrt{\Delta t_n^2 + \Delta t_{ch}^2 + \Delta t_d^2}$ складывается из погрешностей длительности нейтронного импульса установки Δt_n , ширины временного канала кодировщика Δt_{ch} и разброса времен регистрации событий в детекторе Δt_d .

В настоящей работе параметры функции разрешения инструмента (прототипа установки, находящейся на 11-метровой пролетной базе ИРЕН) определялись из экспериментальных данных резонансного захвата нейтронов образцами ниобия, меди, серебра и индия при использовании хорошо известных параметров их резонансов. Гамма-кванты реакции (n, γ) регистрировались сцинтилляционным детектором на основе германата висмута ($Bi_4Ge_3O_{12}$). Ширина временного канала кодировщика составляла 50 нс. В это время установка ИРЕН генерировала нейтронные импульсы с частотой 50 Гц, длительность импульса тока электронов, проходящих через тормозную мишень, составляла 120 нс.

Влияние ширины канала временного кодировщика на форму функции разрешения $R(E, E')$ рассмотрено в работе [5], где показано, что при ширине временного канала 10 нс функция разрешения повторяет форму импульса тока электронов ускорителя, а при ширине

канала 50 нс отличается незначительно. Поэтому при анализе экспериментальных данных мы пренебрегли влиянием ширины канала временного кодировщика на функцию разрешения.

Неопределенность во времени регистрации γ -квантов в детекторе также не учитывалась, так как она составляла в среднем 11.88 ± 0.07 нс, что продемонстрировано на рис. 1 измеренным временным распределением импульсов γ -квантов от нейтронов одной энергии из реакции $\text{Nb}(n, \gamma)$. В качестве образца использовалась ниобиевая фольга толщиной 200 мкм. Стартовый импульс начинал измерение в момент времени, равный нулю.

Рис. 1. Временное распределение импульсов гамма-квантов от нейтронов одной энергии в реакции $\text{Nb}(n, \gamma)$, зарегистрированное ВГО-детектором...

Таким образом, функция разрешения инструмента повторяет форму нейтронного импульса установки ИРЕН. На рис. 2 приведена форма нейтронного импульса для нейтрона выделенной энергии: с началом бомбардирования мишени электронами мишени происходит рост числа нейтронов, рождающихся в мишени (прямоугольником обозначено время действия электронного импульса), после окончания импульса электронов число нейтронов плавно экспоненциально уменьшается. Плавное уменьшение по времени числа нейтронов, выходящих из замедлителя, окружающего мишень, связано с тем, что нейтрон выделенной энергии может выйти как прямо с поверхности замедлителя, так и из его глубины, а также с процессами замедления и захвата нейтронов в материале мишени и замедлителя.

Рис. 2. Теоретическая форма нейтронного импульса установки ИРЕН.

Функция разрешения установки в энергетических единицах ($E = 5226.7L^2/t^2$, где E [эВ] – энергия нейтрона, t [мкс] – время пролета нейтрона, L [м] – длина пролетной базы), согласно работе [6], имеет следующий вид:

$$R(E, E') = \begin{cases} 0, & E' < E - \varepsilon_0, \\ \frac{1}{\varepsilon_0} \left(1 - e^{-t_0/\tau} e^{-\frac{E'-E}{\tau W}} \right), & E - \varepsilon_0 \leq E' \leq E, \\ \frac{1}{\varepsilon_0} \left(1 - e^{-t_0/\tau} \right) e^{-\frac{E'-E}{\tau W}}, & E' > E, \end{cases} \quad (1)$$

где

$$\varepsilon_0 = \frac{2 t_0 E^{3/2}}{72.3 L}, W = \frac{2 E^{3/2}}{72.3 L},$$

t_0 – длина электронного импульса ИРЕН, τ – параметр, характеризующий нахождение нейтронов в замедлителе, окружающем нейтронопроизводящую мишень.

Как было сказано выше, параметры функции разрешения, t_0 и τ , извлекались из экспериментальных данных выхода γ -квантов радиационного захвата нейтронов:

$$Y_{\gamma \text{exp}} = \int R(E, E') Y_{\gamma}(E') dE',$$

где $Y_\gamma(E)$ – выход γ -квантов, определенный по формуле Брейта–Вигнера. Нужно сказать, что в $Y_\gamma(E)$ мы не учитывали γ -кванты, рожденные в результате захвата нейтрона после рассеяния в исследуемом образце из-за малости выхода таких квантов. На рис. 3 приведены расчеты выхода γ -квантов радиационного захвата нейтронов ниобием толщиной 200 мкм без учета захвата нейтронов после рассеяния в образце, Y_0 , а также выхода γ -квантов, рожденных при захвате нейтрона после однократного рассеяния, Y_1 .

Рис. 3. Выход гамма-квантов в резонансном захвате нейтронов в ниобии с учетом однократного рассеяния

После учета доплеровского уширения резонансов за счет теплового движения атомов в образце, взяв свертку функции разрешения (1) с выходом γ -квантов радиационного захвата нейтронов, $Y_\gamma(E)$, мы получили модельную кривую, описывающую экспериментальный выход γ -квантов. При подгонке этой модельной кривой к экспериментальным точкам в резонансах ниобия, меди, серебра и индия получены параметры функции разрешения установки ИРЕН в энергетических интервалах резонансов исследуемых образцов. На рис. 4 представлены участки времяпролетных спектров радиационного захвата нейтронов ниобием, содержащие резонансы на энергиях 35.85 эВ, 193.6 эВ, 378.4 эВ, 7410 эВ, в которых проводилась подгонка. Значения параметров функции разрешения τ и t_0 приведены в табл. 2.

Рис. 4. Участки времяпролетных спектров радиационного захвата нейтронов образцом ниобия толщиной 200 мкм

Табл. 2. Значения параметров t_0 и τ функции разрешения, определенные при измерении с образцом ниобия

Энергия нейтрона (резонанса), эВ	Время замедления нейтрона τ , нс	Длина импульса электронов t_0 , нс
35.85	140±3	127±9
193.6	122±4	
378.4	100±10	
741.0	73±9	

Для представления о длительности нейтронных импульсов установки ИРЕН на рис. 5 приведены нейтронные импульсы для различных энергий нейтронов, рассчитанные с полученными временными параметрами. Видно, что их длительность составляет примерно 200 мкс. На рис. 6 показана рассчитанная функция разрешения $R(E, E')$ для нейтронов с энергией 193.6 эВ.

Рис. 5. Нейтронные импульсы различных энергий, построенные с использованием резонансов ниобия

Рис. 6. Энергетическая функция разрешения установки, расположенной на 10-метровой пролетной базе ИРЕН

Также в работе был выполнен расчет методом Монте-Карло (с использованием программы MCNP [7]) нейтронных импульсов в зависимости от времени пролета нейтронов выделенных энергий от источника до детектора, расположенного на 11-метровой пролетной базе. Выбранные для расчета энергии нейтронов соответствовали энергиям резонансов ниобия, в которых проводилась подгонка для определения параметров функции разрешения. На рис. 7 показаны результаты моделирования для нейтронов с энергиями 35.85 эВ, 193.6 эВ, 378.4 эВ, 741 эВ.

Рис. 7. Рассчитанное распределение во времени нейтронов выделенных энергий

При сравнении полных ширин на половине высоты MCNP-рассчитанных нейтронных импульсов с ширинами импульсов тех же энергий, построенных с использованием экспериментально определенных параметров, получено удовлетворительное согласие.

На рис. 8 представлен параметр τ функции разрешения установки ИРЕН, полученный при подгонках расчетных кривых к экспериментальным точкам в энергетических интервалах резонансов ниобия, меди, серебра и индия. Причиной большой неопределенности указанного параметра в низкоэнергетической области нейтронного спектра является большая величина доплеровского уширения по сравнению с уширением, связанным с функцией разрешения.

Рис. 8. Параметр τ функции разрешения установки ИРЕН, полученный при подгонке модельной кривой к экспериментальным точкам

4. ЗАВИСИМОСТЬ ПОТОКА ОТ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ, ПАРАМЕТР α

Энергетическая зависимость нейтронного потока в диапазоне энергий нейтронов приблизительно 1–200 эВ была определена по выходу γ -квантов в нейтронных резонансах ^{181}Ta . Измерения реакции $^{181}\text{Ta}(n,\gamma)$ проводились на канале №3 установки ИРЕН (на пролетной базе 60 м). Для регистрации γ -квантов применялся большой жидкостной сцинтилляционный детектор (рис. 9).

Рис. 9. Внешний вид большого сцинтилляционного детектора

Детектор состоит из шести независимых секций, образующих цилиндр с внутренним каналом для пропускания нейтронного пучка. Диаметр канала 30 см, внешний диаметр детектора 73 см, длина 60 см. Телесный угол регистрации составляет 3.2π (для точечного источника, расположенного в центре детектора на оси канала). Общий объем сцинтиллятора равен 210 л. Детектор устанавливается вдоль оси пучка, в центр канала помещается образец.

Регистрация каскада γ -квантов осуществлялась в режиме мажоритарных совпадений $m \geq 2$, т. е. когда одновременно срабатывали две или более секций. Подробное описание детектора и регистрирующей аппаратуры дано в работе [8].

В качестве образца использовалась танталовая фольга толщиной 0.11 мм, размером 12.2×15.4 см². На рис. 10 представлен выход γ -квантов реакции $^{181}\text{Ta}(n, \gamma)$ в зависимости от энергии нейтронов, полученный за время набора, равного 3.5 ч, который и использовался в дальнейшей обработке. Определение энергетической зависимости плотности нейтронного потока проводилось с использованием приемов, характерных для метода площадей, применяемого при исследовании нейтронных резонансов (см., например, [9–11]). В методе площадей резонансные параметры извлекаются из полной суммы отсчетов под резонансом и поэтому функция разрешения спектрометра не используется.

Рис. 10. Выход γ -квантов реакции $^{181}\text{Ta}(n, \gamma)$ в зависимости от энергии нейтронов. Время измерения 3.5 ч

В общем виде сумма отсчетов под резонансом выражается как

$$\sum N = \varepsilon_{\gamma} S t \int_{E_1}^{E_2} f(E) \frac{\sigma_{\gamma}(E)}{\sigma_{\text{tot}}(E)} [1 - e^{-n\sigma_{\text{tot}}(E)}] dE, \quad (2)$$

где ε_{γ} – эффективность регистрации γ -квантов, S – площадь образца, t – время измерения, E_1 и E_2 – границы суммирования (интегрирования), включающие резонанс, $f(E)$ [см⁻²·с⁻¹·эВ⁻¹] – энергетическая плотность потока, $\sigma_{\gamma}(E)$ – сечение радиационного захвата нейтронов, $\sigma_{\text{tot}}(E)$ – полное нейтронное сечение. Сечения вблизи резонанса описываются формулой Брейта–Вигнера с учетом доплеровского уширения. В большинстве случаев интервал интегрирования достаточно узкий, энергетической зависимостью плотности потока и отношения сечений можно пренебречь и взять значения в резонансе [4]. Тогда формула (2) преобразуется, принимая следующий вид:

$$\sum N = \varepsilon_{\gamma} S t f(E_0) \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma} \int_{E_1}^{E_2} [1 - e^{-n\sigma_{\text{tot}}(E)}] dE. \quad (3)$$

Здесь Γ_{γ} и Γ – радиационная и полная ширины резонанса соответственно.

Отсюда плотность нейтронного потока в окрестности резонанса с энергией E_0 выражается как

$$f(E_0) = \frac{1}{C} \frac{\Gamma}{\Gamma_{\gamma}} \frac{\sum N}{A}. \quad (4)$$

Здесь C – константа, зависящая от эффективности регистрации, площади образца, времени измерения, A [эВ] – интеграл в формуле (3), площадь над кривой пропускания. Константа C одинакова для всех нейтронных резонансов изотопа с одними и теми же спином и четностью. Параметры резонансов для ^{181}Ta (как и для большинства стабильных изотопов)

известны в достаточно широкой области энергий нейтронов [4]. Величина A рассчитывается по резонансным параметрам. Известно, что при замедлении быстрых нейтронов зависимость плотности нейтронного потока в резонансной области имеет степенной вид:

$$f(E) \propto \frac{1}{E^{\beta_\alpha}}, \quad \beta_\alpha = 1 - \alpha.$$

Параметр β_α зависит от характеристик замедлителя.

Таким образом, имея экспериментальные данные выхода γ -квантов для нескольких резонансов в выбранной области энергий нейтронов, можно получить энергетическую зависимость плотности потока нейтронов для этой области. При этом для определения энергетической зависимости не обязательно знать абсолютное значение константы C .

Для расчетов из спектра на рис. 10 в диапазоне примерно 1–200 эВ было выбрано 22 резонанса: 10 со спином и четностью $J^\pi = 3^+$ и 12 с $J^\pi = 4^+$. Количество отсчетов под резонансами определялось с учетом фона, а значения A – численно по алгоритму, описанному в работе [12]. Параметры резонансов брались из работы [4]. Следует заметить, что ограничение сверху для выбранного энергетического интервала обусловлено тем, что в работе [4] не указана спиновая принадлежность резонансов с энергиями выше 200 эВ. Плотность потока в окрестности каждого резонанса рассчитывалась по формуле (4). Константа C полагалась равной единице.

Параметры β_α , α находились из подгонки методом наименьших квадратов функции вида Ax^b к экспериментальным данным. Подгонка осуществлялась отдельно для резонансов с разными спинами, так как в общем случае множественность и энергии γ -квантов при распаде компаунд-состояний с различными спинами, а следовательно, и эффективности регистрации таких событий, могут различаться. Результаты представлены на рис. 11. Видно, что подгоночные кривые для данных с разными спинами различаются, но значения параметров перекрываются в пределах одного стандартного отклонения.

Рис. 11. Зависимость плотности потока нейтронов от энергии, полученная по резонансам реакции $^{181}\text{Ta}(n,\gamma)$.

Расчеты плотности нейтронов на поверхности замедлителя были выполнены также с использованием программ MCNP и GEANT4. Размеры и материалы нейтронопроизводящей мишени установки ИРЕН при расчетах брались максимально приближенными к реальным. Результаты показаны на рис. 12, где жирными линиями обозначена подгонка методом наименьших квадратов для этих расчетов в области энергий 1–200 эВ. Экспериментальные и расчетные значения параметров β_α , α (с погрешностью их определения) представлены в табл. 3. В первой строке табл. 3 представлены полученные экспериментально окончательные результаты β_α и α – средние значения подгонок для двух спинов.

Таблица 3. Экспериментальные и расчетные значения параметров β_α и α , σ – погрешность определения

Параметры	β_α	α	σ
Эксперимент	0.9547	0.0453	0.0042
MCNP	0.9544	0.0456	0.0061
Geant4	0.9446	0.0554	0.0029

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Определены экспериментально и подтверждены расчетами параметры установки ИРЕН, необходимые для оценки возможности проведения и успешного планирования экспериментов по пропусканию, захвату и рассеянию резонансных нейтронов образцами. Величины потоков тепловых и резонансных нейтронов, энергетическая зависимость нейтронного потока, а также характеристики функции разрешения (длина электронного импульса и время выхода нейтронов из замедлителя) были получены на используемых времяпролетных базах двух нейтронных пучков. Необходимые для анализа экспериментальных данных при исследовании нейтронных резонансов параметры надежно определены в интервале энергий нейтронов примерно 200–800 эВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sumbaev A., Kobets V., Shvetsov V., Dikansky N., Logatchov P.* // J. Instrumentation. 2020. V. 15. P. T11006. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/11/T11006>
2. *Levichev A.E., Arsentyeva M.V., Samoilov S.L., Zhironkin I.S., Mikhailov K.I., Sumbaev A.P., Kobets V.V.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2024. V. 21. № 3. P. 425. <https://doi.org/10.1134/S1547477124700390>
3. *Канагатова Г.К., Борзаков С.Б., Храпко К.* // Письма в ЭЧАЯ. 2019. Т.16. № 3. С. 251.
4. *Sukhoruchkin S.I., Soroko Z.N., Deriglazov V.V.* Tables of Neutron Resonance Parameters. V. 16B. Berlin: Springer-Verlag, 1998. <https://doi.org/10.1007/b60147>
5. *Popov A.B.* // Proceedings of International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei. Dubna, Russia, 2017.

6. *Попов А.Б., Шелонцев И.И., Ширикова Н.Ю.* Вычисление параметров нейтронных резонансов. Сообщение ОИЯИ 3–9742. Дубна, 1976.
7. <https://mcnp.lanl.gov>.
8. *Малэцки Х., Пикельнер Л.Б., Родионов К.Г., Саламатин И.М., Шарапов Э.И.* Детектор нейтронов и гамма-лучей для работ в области нейтронной спектроскопии. Сообщение ОИЯИ 13–6609. Дубна, 1972.
9. *Firk F. K. W., Melkonian E.* Experimental neutron resonance spectroscopy / Ed. by J.A. Harvey. New York: Academic Press, 1970. P. 101. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-329850-8.50008-2>
10. *Rae E.R., Block R.C.* Experimental neutron resonance spectroscopy / Ed. by J.A. Harvey. New York: Academic Press, 1970. P. 155. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-329850-8.50009-4>
11. *Зелигер Д., Илиеску Н., Ким Хи Сан, Лонго Д., Пикельнер Л.Б., Шарапов Э.И.* // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 1294.
12. *Ефимов В.Н., Шелонцев И.И.* Расчет графиков для определения параметров нейтронных резонансов по методу пропускания образца. Сообщение ОИЯИ Р-641. Дубна, 1961. С. 19.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1.** Временное распределение импульсов гамма-квантов от нейтронов одной энергии в реакции $\text{Nb}(n, \gamma)$, зарегистрированное BGO-детектором.
- Рис. 2.** Теоретическая форма нейтронного импульса установки ИРЕН. Прямоугольником обозначено время действия электронного импульса.
- Рис. 3.** Выход гамма-квантов в резонансном захвате нейтронов в ниобии с учетом однократного рассеяния. Штрихпунктирной линией обозначен выход гамма-квантов Y_1 , рожденных при захвате нейтрона после однократного рассеяния в образце; штриховой линией обозначен выход гамма-квантов Y_0 без учета захвата нейтронов в образце после рассеяния; сплошная линия – сумма $Y_0 + Y_1$.
- Рис. 4.** Участки времяпролетных спектров радиационного захвата нейтронов образцом ниобия толщиной 200 мкм, содержащие резонансы на энергиях 35.85, 193.6, 378.4, 741.0 эВ
- Рис. 5.** Нейтронные импульсы различных энергий, построенные с использованием резонансов ниобия: импульс нейтронов с энергией 35.85 эВ показан сплошной линией, 193.6 эВ – пунктирной линией, 378.4 эВ – штриховой линией, 741.0 эВ – штрихпунктирной линией.
- Рис. 6.** Энергетическая функция разрешения $R(E, E')$ установки, расположенной на 10-метровой пролетной базе ИРЕН, для нейтронов с энергией 193.6 эВ, рассчитанная с экспериментальными параметрами.
- Рис. 7.** Рассчитанное распределение во времени нейтронов выделенных энергий, слева направо резонансы с энергиями 35.85, 193.6, 378.4, 741.0 эВ.
- Рис. 8.** Параметр τ функции разрешения установки ИРЕН, полученный при подгонке модельной кривой к экспериментальным точкам в энергетических интервалах резонансов ниобия, меди, серебра и индия.
- Рис. 9.** Внешний вид большого сцинтилляционного детектора
- Рис. 10.** Выход γ -квантов реакции $^{181}\text{Ta}(n, \gamma)$ в зависимости от энергии нейтронов. Время измерения 3.5 ч.
- Рис. 11.** Зависимость плотности потока нейтронов $f(E)$ от энергии, полученная по резонансам реакции $^{181}\text{Ta}(n, \gamma)$. Значения параметров, полученных при подгонке для резонансов с разными спинами, следующие: $\beta_\alpha = -0.965 \pm 0.032$, $\chi^2 = 11.69$ для $J^\pi = 3^+$; $\beta_\alpha = -0.953 \pm 0.013$, $\chi^2 = 6.398$ для $J^\pi = 4^+$.
- Рис. 12.** Расчеты плотности нейтронного потока $f(E)$ в зависимости от энергии. Расчетные значения параметров в программе MCNP составляют $\beta_\alpha = -0.9544 \pm$

0.0061, $\chi^2 = 3.460 \cdot 10^{-11}$; в программе GEANT4 равны $\beta_\alpha = -0.9446 \pm$
0.0029, $\chi^2 = 5.506 \cdot 10^{-12}$.

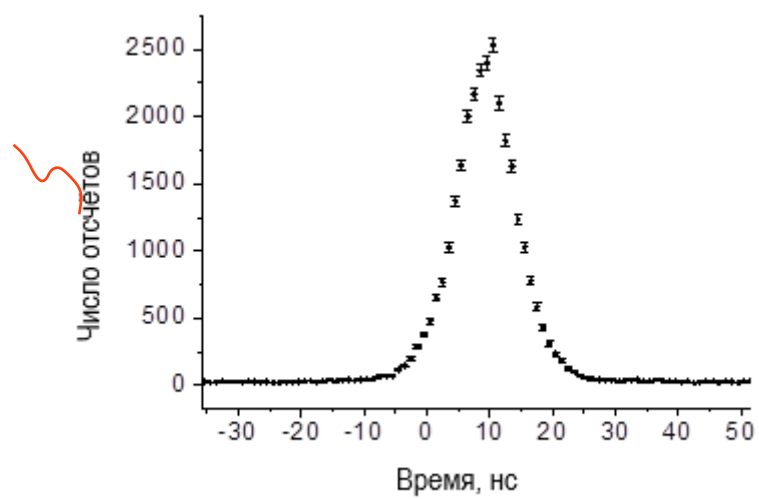
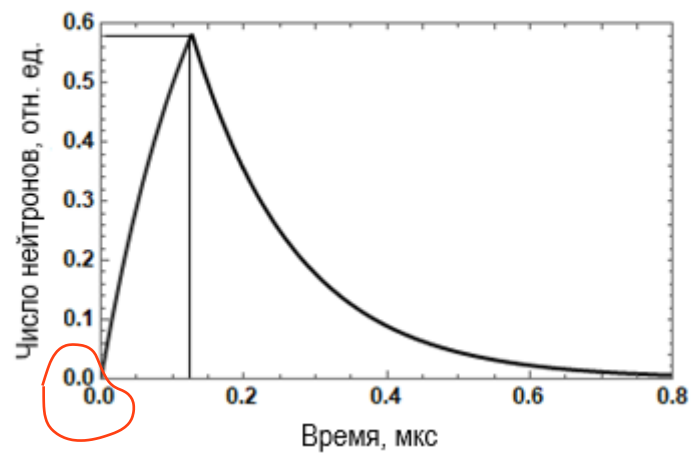


Рис. 1.



единый нуль

Рис. 2.

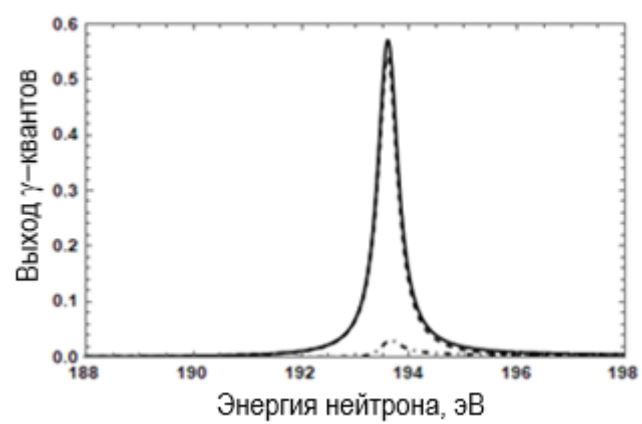


Рис. 3.

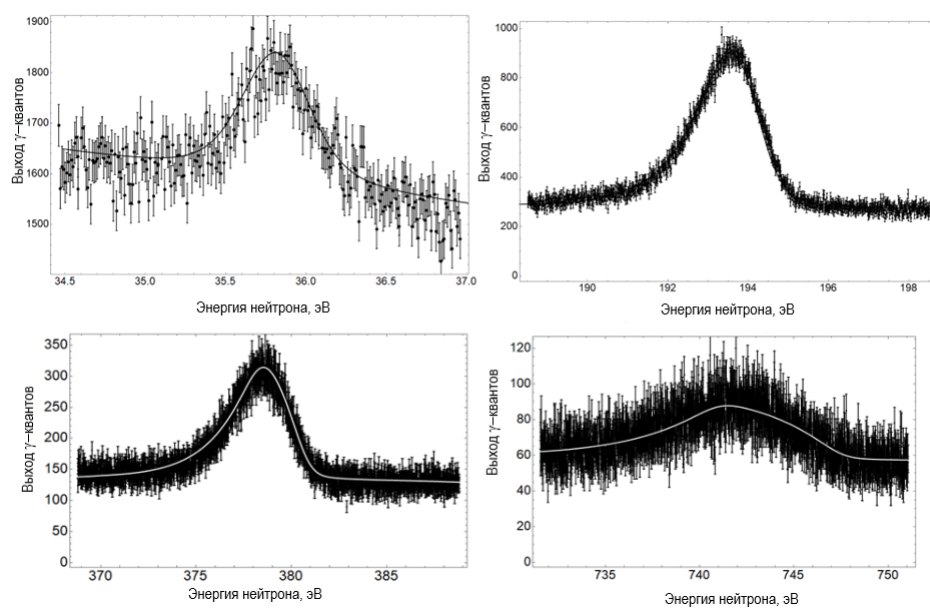
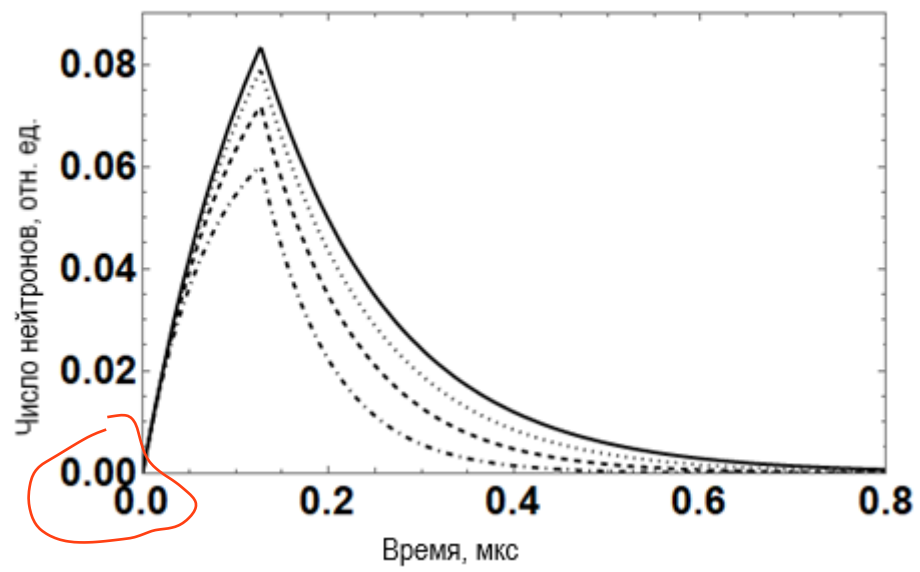


Рис. 4.



единый нуль

Рис. 5.

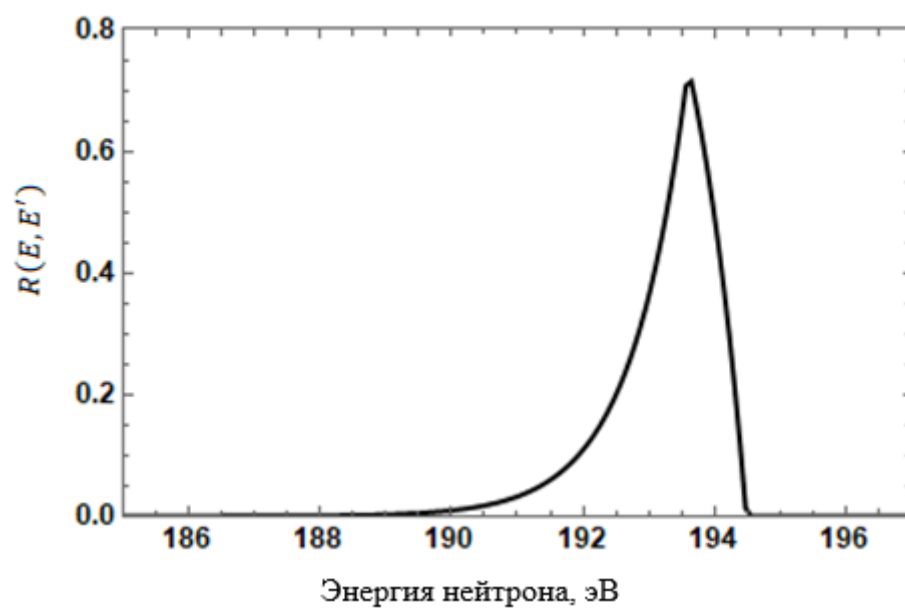


Рис. 6.

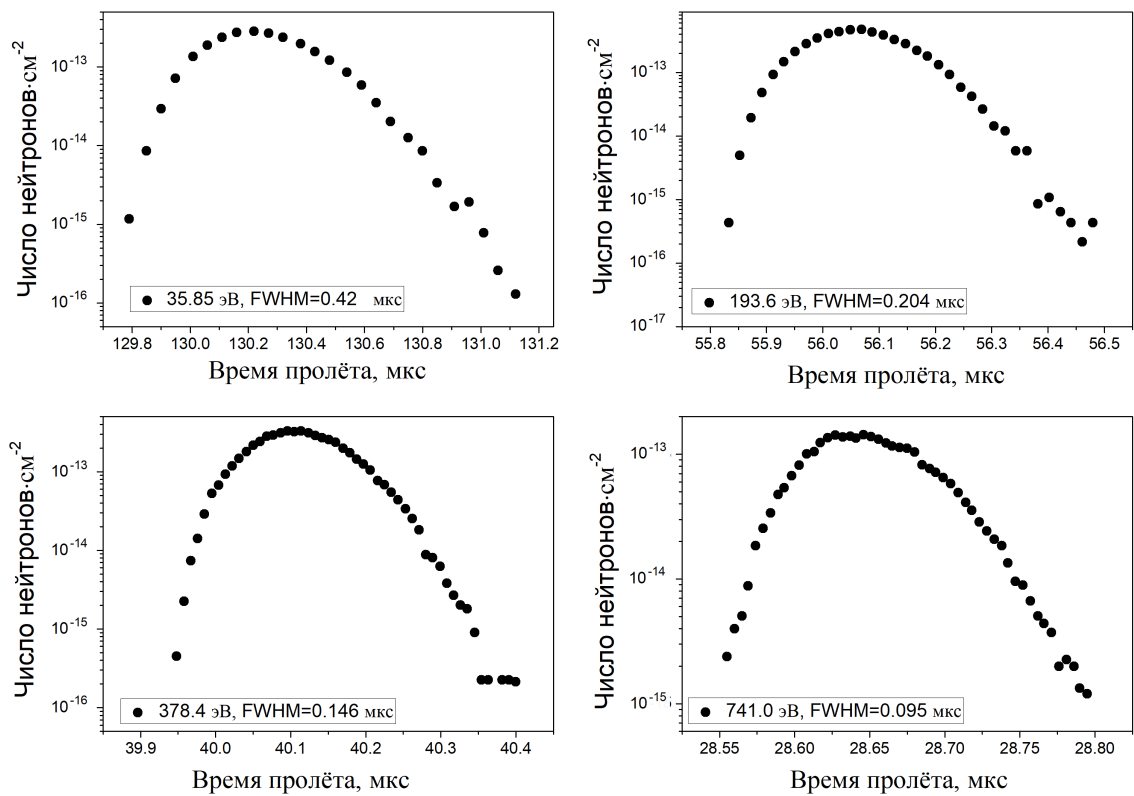


Рис. 7.

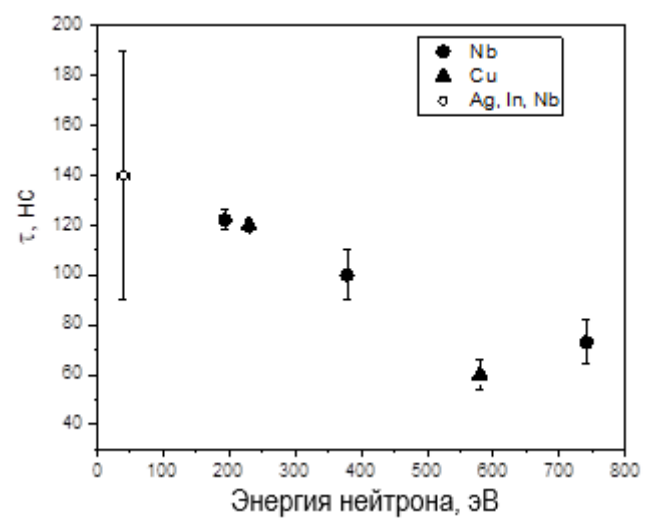


Рис. 8.



Рис. 9.

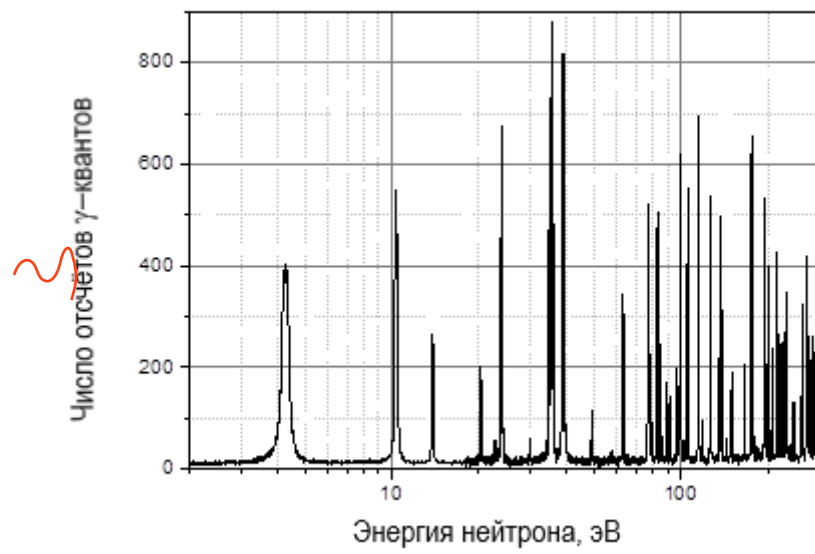


Рис. 10.

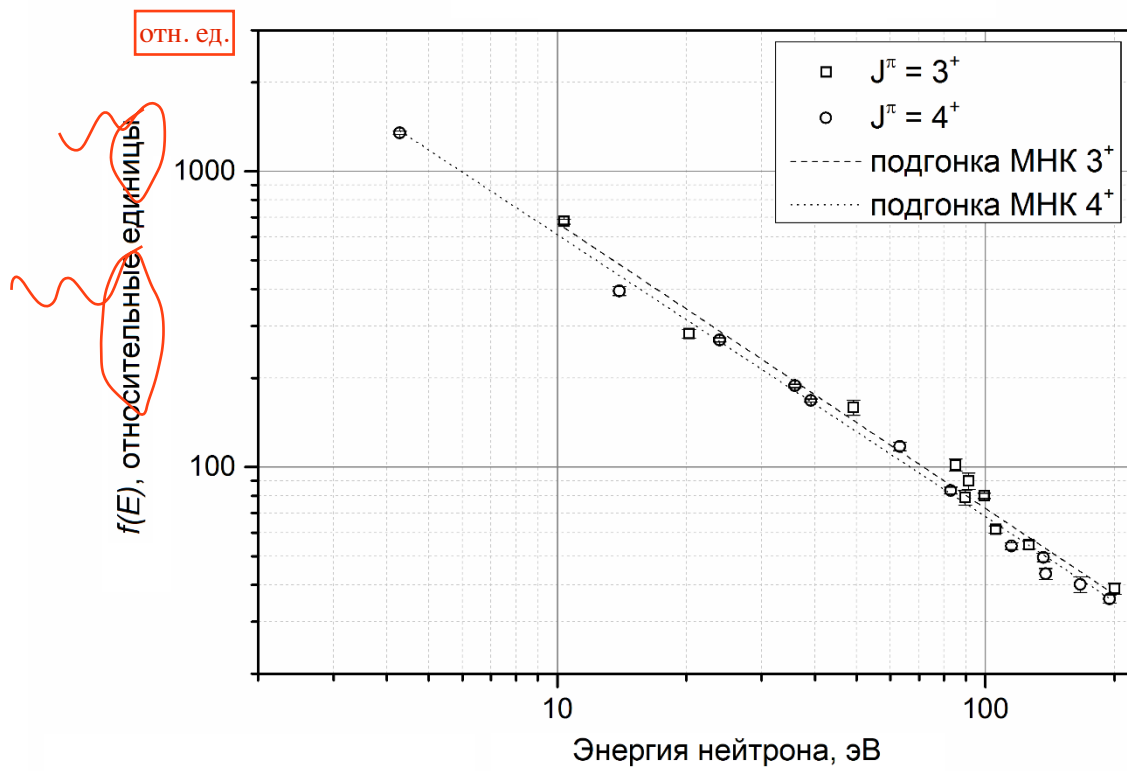


Рис. 11.

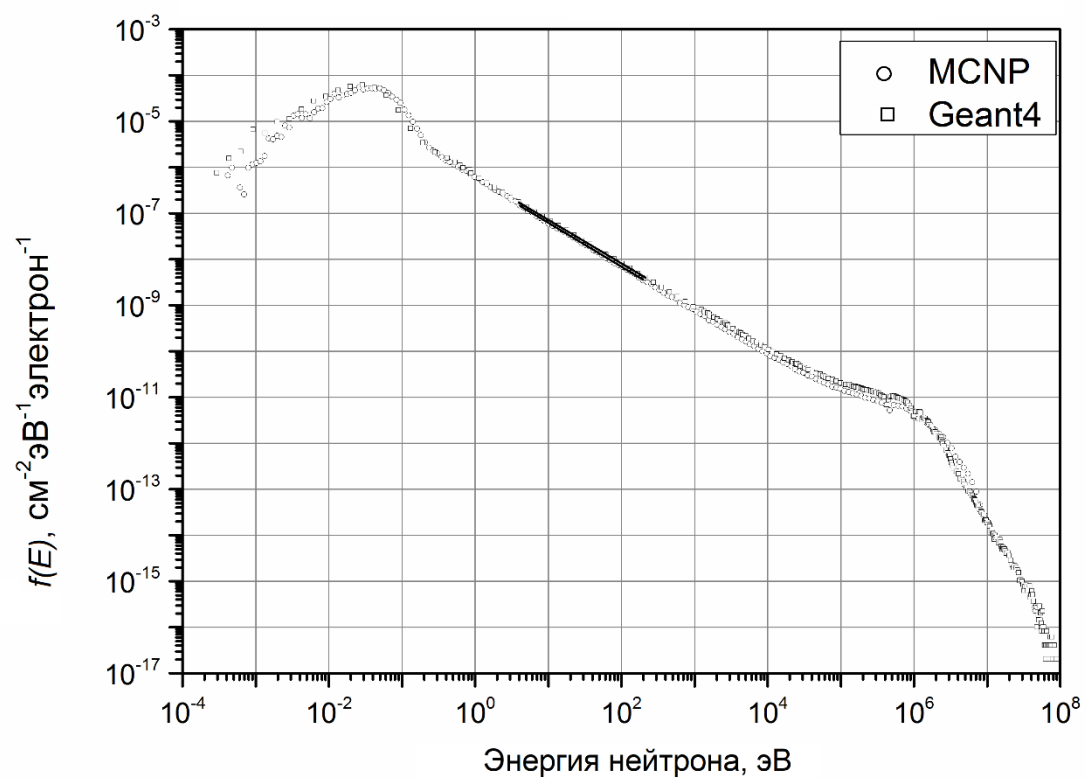


Рис. 12.