

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ФОТОНЕЙТРОННОГО W–Be-ИСТОЧНИКА ИЯИ РАН

А. А. Афонин *, *С. В. Зуев*, *Е. С. Конобеевский*

Институт ядерных исследований РАН, Москва

Рассмотрена возможность восстановления плотности потока нейтронов фотонейтронного W–Be-источника с помощью нейтронно-активационного анализа образцов Ag, Mn, Fe, Mn и Ti. В качестве варианта восстановления обсуждается использование простых функций вида AE^{-B} , описывающих отдельные области спектра. Исследована зависимость отклонения измеренных скоростей реакции от расчетных параметров аппроксимирующих функций. Сходимость результатов восстановления получается с увеличением количества экспериментальных данных. Этот метод восстановления может быть использован для оперативного измерения плотности потока тепловых нейтронов источника фотонейтронов и для оптимизации параметров источника.

A possibility of recovering neutron flux density of W–Be photoneutron source using neutron activation analysis of Ag, Mn, Fe, Mn, and Ti samples are considered. As a recovery option, the use of simple functions of AE^{-B} form, describing certain regions of the spectrum, is discussed. The dependence of the deviation of the measured reaction rates from the calculated ones on the approximating functions parameters is investigated. The convergence of the recovery results is obtained with increasing the number of experimental data. This recovery method can be used for the operational measurement of the thermal neutron flux density of the photoneutron source and for optimizing the source parameters.

PACS: 29.25.Dz

ВВЕДЕНИЕ

Разработка новых ядерно-физических установок требует инструментов и методов, обеспечивающих точное и надежное измерение характеристик этих установок. Основными характеристиками источника фотонейтронов являются характеристики нейтронного поля, возникающего при его работе. Они индивидуальны для каждого источника и зависят от его конструктивных особенностей. Помимо необходимости измерения плотности потока нейтронов внутри

*E-mail: afonin@inr.ru

и снаружи источника также необходимо знать и уметь измерять распределение энергии (спектр) нейтронов внутри источника и на выходе измерительных нейтронных каналов. Особенно необходимы знания по энергетическому распределению плотности нейтронного потока в работах с использованием нейтронно-активационного анализа.

ФОТОНЕЙТРОННЫЙ ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ ИЯИ РАН

Фотонейтронный W–Be-источник нейтронов IN-LUE (рис. 1) [1, 2] создан на базе линейного ускорителя электронов ЛУЭ-8-5 Института ядерных исследований РАН. Моделирование характеристик источника показало, что спектр нейтронов источника имеет сложный вид. Помимо основного вклада тепловых нейтронов он содержит вклады эпитепловых и быстрых нейтронов [3]. В работе [1] показано, что низкоэнергетические части спектра могут быть аппроксимированы линейными функциями в логарифмических координатах вдоль осей абсцисс и ординат или экспоненциальными функциями вида $\Phi = AE^{-B}$ в обычных координатах. Здесь Φ и E — плотность потока и энергия нейтронов.

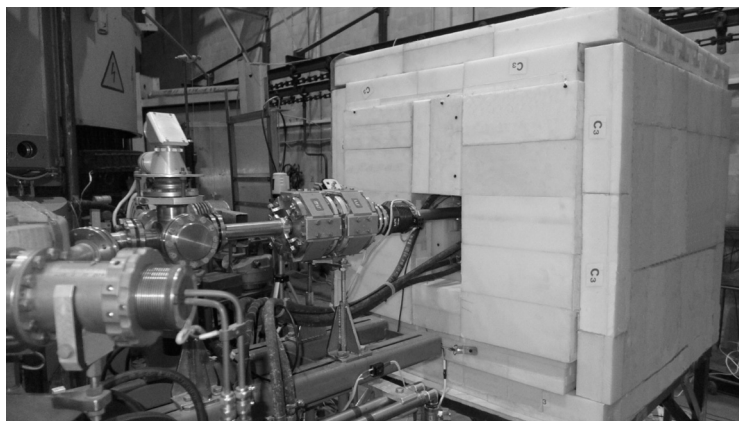


Рис. 1. Фотонейтронный W–Be-источник ИЯИ РАН

АКТИВАЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРОННОГО ПОЛЯ

Плотность потока тепловых нейтронов внутри и снаружи источника измеряется с помощью нейтронно-активационного анализа (НАА) [4] с использованием детекторов активации из материалов с известными сечениями

(n, γ) -реакций. Все измерения основаны на определении активности, вызванной нейтронами в веществе детектора.

В рамках НАА измеряют площади пиков радионуклидов в гамма-спектре активированного детектора и получают соответствующие экспериментальные значения скорости реакции J — интеграла свертки:

$$J_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \varphi(E) dE, \quad (1)$$

где $\sigma(E)$ — сечение активирующей ядерной реакции в зависимости от энергии нейтрона E ; $\varphi(E)$ — спектральная плотность потока нейтронов. Экспериментальные значения J , полученные для набора детекторов активации, используются для восстановления спектра нейтронов.

Анализ сечений реакций захвата для разных ядер показал, что можно подобрать ряд элементов для использования в качестве активационных детекторов (образцов), которые будут чувствительны в основном к нейтронам из тепловой области (например ^{23}Na , ^{26}Mg , ^{27}Al , ^{37}Cl , ^{50}Ti , ^{63}Cu и др.). В этом случае, представляя интеграл свертки (1) в виде суммы из m_τ членов, соответствующих низкоэнергетическому («тепловому») участку спектра, получают систему уравнений для k детекторов:

$$\begin{cases} \sum_{m=0}^{m_\tau} \sigma_1(E_m) \Phi(E_m) = J_1, \\ \sum_{m=0}^{m_\tau} \sigma_k(E_m) \Phi(E_m) = J_k, \end{cases} \quad (2)$$

где $\Phi(E)$ — искомая энергетическая зависимость плотности потока нейтронов.

Аппроксимируя эту «тепловую» область нейтронного спектра показательной функцией вида $\Phi = A_1 E^{-B_1}$, можно решать систему (2) относительно двух неизвестных A_1 и B_1 . При этом значение $\Phi_T = A_{1\text{opt}} E_T^{-B_{1\text{opt}}}$ при тепловой энергии нейтронов $E_T = 0,025$ эВ будет соответствовать величине плотности потока тепловых нейтронов фотонейтронного источника. Здесь $A_{1\text{opt}}$ и $B_{1\text{opt}}$ — решения системы (2).

Подбирая ряд элементов для активационных детекторов, которые будут чувствительны также и к нейтронам больших энергий (область эпитепловых и резонансных нейтронов) (например ^{107}Ag , ^{55}Mn и др.) и учитывая найденные значения $A_{1\text{opt}}$ и $B_{1\text{opt}}$, систему (2) можно дополнить суммами из m_p членов, соответствующих «промежуточному» (эпитепловые и резонансные нейтроны)

участку спектра:

$$\begin{cases} \sum_{m=0}^{m_r} \sigma_1(E_m) A_{1\text{opt}} E_m^{B_{1\text{opt}}} + \sum_{j=m_r+1}^{m_p} \sigma_1(E_j) \Phi(E_j) = J_1, \\ \sum_{m=0}^{m_r} \sigma_k(E_m) A_{1\text{opt}} E_m^{B_{1\text{opt}}} + \sum_{j=m_r+1}^{m_p} \sigma_k(E_j) \Phi(E_j) = J_k. \end{cases} \quad (3)$$

Аппроксимируя теперь «промежуточную» область нейтронного спектра показательной функцией вида $\Phi = A_2 E^{-B_2}$, можно решать систему (3) относительно двух неизвестных A_2 и B_2 . При этом значение A_2 находится из условия «сшивки» двух участков спектра при энергии E_c :

$$A_{1\text{opt}} E_c^{-B_{1\text{opt}}} = A_2 E_c^{-B_2}. \quad (4)$$

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ

Для решения системы уравнений свертки (2) будем использовать результаты экспериментальных измерений скорости реакции J пятью активационными детекторами на основе ^{107}Ag (нуклид ^{108}Ag , линия 633 кэВ), ^{58}Fe (^{59}Fe , 1292 кэВ), ^{26}Mg (^{27}Mg , 844 кэВ), ^{55}Mn (^{56}Mn , 847 кэВ) и ^{50}Ti (^{51}Ti , 320 кэВ). Сечения в суммах (2) берем в интервале 0,01–0,3 эВ.

Экспериментальная величина J измеряется с погрешностью ΔJ . Поэтому решение системы уравнений свертки (2) будем искать путем минимизации функционала χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \chi_i^2, \quad (5)$$

где

$$\chi_i^2 = \left(\frac{\sum_{j=0}^{m_r} \sigma_i(E_j) \Phi(E_j) - J_i}{\Delta J_i} \right)^2. \quad (6)$$

Контурная диаграмма B_1 – A_1 функционала χ^2 характеризуется наличием ряда локальных минимумов разной глубины (рис. 2). Решением является глобальный минимум, т. е. минимум с наименьшим значением χ^2 .

Подобный вид диаграммы B_1 – A_1 характерен как для случая одного любого образца, так и любой комбинации из пяти. При увеличении количества используемых образцов (числа уравнений в системе (2) и членов в функционале χ^2 (5)) число и положение минимумов не изменяется, сами они становятся более узкими и точность восстановления коэффициентов A_1 и B_1 при этом улучшается.

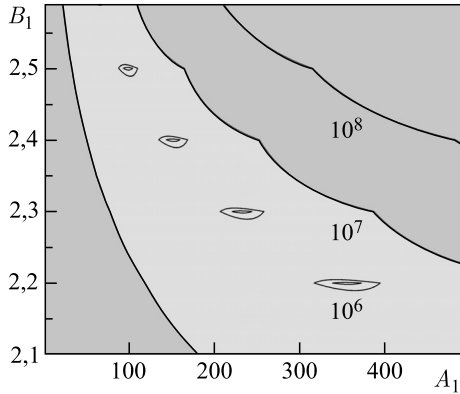


Рис. 2. Контурная диаграмма B_1 – A_1 функционала χ^2 (5), (6). Сплошными линиями показаны линии уровней (изолинии) и приведены соответствующие им значения функционала

Полученные оптимальные значения A_{1opt} и B_{1opt} для каждого набора экспериментальных значений J использовались для вычисления значений плотности потока тепловых нейтронов $\Phi_T = A_{1opt} E_T^{-B_{1opt}}$ при $E_T = 0,025$ эВ. На рис. 3 приведены величины полученных средних значений плотности потока тепловых нейтронов Φ_T для разного количества экспериментальных точек (образцов). В качестве ошибок для средних значений по наборам из 1–4 образцов указаны соответствующие средние квадратичные погрешности. Видно, что с увеличением числа данных уменьшается погрешность в определении Φ_T . При увеличении числа экспериментальных данных наблюдается сходимость результатов восстановления плотности потока тепловых нейтронов к значению $\Phi_T \sim 10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

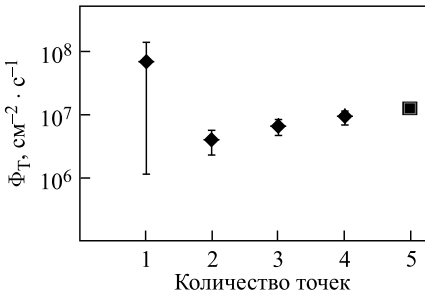


Рис. 3. Средние значения плотности потока тепловых нейтронов Φ_T для различного количества экспериментальных точек

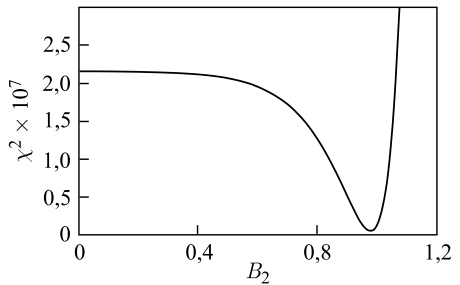


Рис. 4. Минимум функционала χ^2 (5), (7)

При решении системы (3) сечения в суммах по «промежуточной» области нейтронного спектра берутся в интервале 0,3 эВ–10 кэВ. В этом случае ищется минимум функционала χ^2 (5), где

$$\chi_i^2 = \left(\frac{\sum_{m=0}^{m_r} \sigma_m(E_j) A_{1\text{opt}} E_m^{B_{1\text{opt}}} + \sum_{j=m_r+1}^{m_p} \sigma_i(E_j) \Phi(E_j) - J_i}{\Delta J_i} \right)^2. \quad (7)$$

Диаграмма функционала χ^2 характеризуется ярко выраженным локальным минимумом (рис. 4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены возможности восстановления энергетической зависимости плотности потока (энергетического спектра) нейтронов фотонейтронного источника по данным нейтронно-активационного анализа. В качестве варианта восстановления предложено использование простых функций, описывающих тепловой и промежуточный участки спектра. Поиск оптимальных параметров этих функций проводился путем минимизации функционала χ^2 с использованием экспериментальных данных, полученных при одновременной активации в фотонейтронном источнике пяти активационных детекторов на основе Ag, Mn, Fe, Mn и Ti. Исследовано поведение зависимости χ^2 от параметров аппроксимируемых функций. Получена сходимость результатов восстановления при увеличении числа экспериментальных данных к значению $\Phi_T \sim 10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Данный метод восстановления может быть использован для оперативного измерения плотности потока тепловых нейтронов в фотонейтронном источнике и при оптимизации его параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афонин А. А., Зуев С. В., Конобеевский Е. С. Возможность восстановления низкоэнергетической части спектра нейтронов фотонейтронного источника методом нейтронно-активационного анализа // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. С. 814–818.
2. Андреев А. В., Бурмистров Ю. М., Зуев С. В., Конобеевский Е. С., Мордовской М. В., Недорезов В. Г. Возможности определения микропримесей в материалах на измерительно-активационном комплексе на базе фотонейтронного источника // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. С. 824–827.
3. Andreev A. A., Burmistrov Yu., Gromov A., Ilić R., Konobeevsky E., Koptelov E., Latysheva L., Mordovskoi M., Ponomarev V., Potashev S., Rogov A., Sabinin S., Sidorkin S., Sobolevsky N., Solodukhov G., Tishin V., Zuyev S. Mathematical Modeling of Neutron Sources on the Basis of Fragmentation and Spallation Processes and (γ, n) Reactions // Fifth Intern. Conf. on Nucl. Fragm. (NUFRA2015), Kemer. 2015; https://fias.uni-frankfurt.de/historical/nufra2015/talks/Sobolevsky_nufra2015.pdf.