УДК 539.12...164,539.125.5,543.522

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ФОТОНЕЙТРОННОГО W—Ве-ИСТОЧНИКА ИЯИ РАН

© 2019 г. А. А. Афонин^{1,} *, С. В. Зуев¹, Е. С. Конобеевский¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

> **E-mail: afonin@inr.ru* Поступила в редакцию 01.10.2018 г. После доработки 15.10.2018 г. Принята к публикации 19.11.2018 г.

Рассмотрены возможности восстановления плотности потока тепловых нейтронов фотонейтронного источника по данным нейтронно-активационного анализа ряда образцов – Ag, Mg, Fe, Mn и Ti. В качестве варианта восстановления обсуждается использование простой функции вида AE^{-B} , описывающей тепловой участок спектра. Исследовано поведение зависимости отклонения экспериментальных скоростей реакции от расчетных от параметров аппроксимирующей функции. Получена сходимость результатов восстановления при увеличении числа экспериментальных данных. Этот метод восстановления может быть использован для оперативного измерения плотности потока тепловых нейтронов в фотонейтронном источнике и при оптимизации его параметров.

DOI: 10.1134/S0367676519040033

ВВЕДЕНИЕ

В статье [1] нами рассматривалась возможность восстановления низкоэнергетической части спектра нейтронов фотонейтронного источника методом нейтронно-активационного анализа (HAA). Фотонейтронный W-Ве-источник нейтронов ИН-ЛУЭ [1, 2] создан на базе линейного ускорителя электронов Института ядерных исследований РАН. Основными его параметрами являются характеристики нейтронного поля, возникающего во время его работы и зависящего от его конструктивных особенностей. К ним относятся плотность потока нейтронов внутри и вне источника и энергетическое распределение (спектр) нейтронов внутри источника и на выходе измерительных нейтронных каналов. Моделирование характеристик фотонейтронного источника показало, что спектр нейтронов источника носит сложный характер. Помимо основного вклада от тепловых нейтронов в нем присутствуют вклады эпитепловых и быстрых нейтронов [3]. При этом в работе [1] показано, что низкоэнергетические участки спектра можно аппроксимировать линейными функциями в логарифмических координатах по осям абсцисс и ординат или показательными функциями вида $\Phi = AE^{-B}$ в обычных координатах. Здесь Φ и E – плотность потока и энергия нейтронов. В данной работе исследуются возможности такого подхода к изучению спектра тепловых нейтронов фотонейтронного источника.

1. АКТИВАЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРОННОГО ПОЛЯ

Плотность потока тепловых нейтронов внутри и вне источника измеряются методом нейтронно-активационного анализа (НАА) [4] с использованием активационных детекторов из материалов с известными сечениями активации (n, γ) -реакций. Все измерения основаны на определении активности, наведенной нейтронами в веществе детектора.

В рамках НАА измеряемая площадь пика *i*-го радионуклида в гамма-спектре активированного детектора представляется в виде:

$$S_i = \frac{m_i g_i N_A p_i \varepsilon}{A_i \lambda_i} K_i J_i, \qquad (1)$$

где S_i — число отсчетов в аналитическом пике изотопа *i*-го элемента (без фона); m_i — масса *i*-го элемента в детекторе; g_i — содержание аналитического изотопа *i*-го элемента в естественной смеси изотопов; N_A — число Авогадро; p_i — выход гаммаквантов на один распад образовавшегося радиоактивного изотопа; ε — эффективность регистрации излучения наведенной активности; A_i — атомный вес *i*-го элемента; λ_i — постоянная радиоактивного распада аналитического изотопа *i*-го элемента. Здесь J_i – интеграл свертки (скорость реакции):

$$J_i = \int_0^\infty \sigma_i(E) \varphi(E) dE, \qquad (2)$$

где $\sigma_i(E)$ — сечение активирующей ядерной реакции в зависимости от энергии нейтронов E; $\phi(E)$ — спектральная плотность потока нейтронов;

$$K_i = (1 - e^{-\lambda_i t_a}) e^{-\lambda_i t_b} (1 - e^{-\lambda_i t_u})$$
(3)

и $t_{\rm a}$ – время активации; $t_{\rm B}$ – время выдержки после облучения; $t_{\rm u}$ – время измерения.

В эксперименте измеряются площади пиков радионуклидов в гамма-спектре и получают соответствующие им экспериментальные значения интеграла свертки *J*:

$$J_i = S_i / K_i^{\text{эксп}}, \qquad (4)$$

где $K_i^{3\kappa cn}$ — коэффициент, зависящий от выбора изотопа и экспериментальных условий. Экспериментальные величины J, полученные для набора активационных детекторов, используются при восстановлении спектра нейтронов.

Для этого представляем интегралы свертки (2) в виде суммы *m* произведений величин сечения $\sigma(E_j)$ и плотности потока нейтронов $\Phi(E_j) =$ $= \phi(E_j)\Delta E_j$ – средних на *m* элементарных энергетических участках E_j шириной ΔE_j . Для набора из *k* детекторов получаем систему из *k* уравнений свертки относительно неизвестных значений плотности потока нейтронов $\Phi(E_i)$:

$$\begin{cases} \sum_{j=0}^{m} \sigma_{1}(E_{j}) \Phi(E_{j}) = J_{1} \\ \dots \\ \sum_{j=0}^{m} \sigma_{k}(E_{j}) \Phi(E_{j}) = J_{k} \end{cases}$$
(5)

Решение системы (5) ищем путем сокращения числа неизвестных в системе и параметризации спектра $\Phi(E_j)$ набором элементарных функций [1]. 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, ²³Na, ²⁶Mg, ²⁷Al, ³⁷Cl, ⁵⁰Ti, ⁵⁵Mn, ⁶³Cu и др.). В этом случае система (5) будет содержать только ограниченную сумму из $m_{\rm T}$ членов, соответствующих низкоэнергетическому ("теп-ловому") участку спектра:

$$\begin{cases} \sum_{j=0}^{m_{\tau}} \sigma_1(E_j) \Phi(E_j) = J_1 \\ \dots \\ \sum_{j=0}^{m_{\tau}} \sigma_k(E_j) \Phi(E_j) = J_k \end{cases}$$
(6)

Аппроксимируя эту "тепловую" область нейтронного спектра показательной функцией вида $\Phi_j = AE_j^{-B}$, можно решать систему (6) относительно двух неизвестных *A* и *B*. При этом значение $\Phi_{\rm T} = AE_{\rm T}^{-B}$ при тепловой энергии нейтронов $E_{\rm T} = 0.025$ эВ будет соответствовать величине плотности потока тепловых нейтронов фотонейтронного источника.

2. ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Для решения системы уравнений свертки (6) будем использовать результаты экспериментальных измерений скорости реакции *J* пятью активационными детекторами на основе ¹⁰⁷Ag (нуклид ¹⁰⁸Ag, линия 633 кэВ), ⁵⁸Fe (⁵⁹Fe, 1292 кэВ), ²⁶Mg (²⁷Mg, 844 кэВ), ⁵⁵Mn (⁵⁶Mn, 847 кэВ) и ⁵⁰Ti (⁵¹Ti, 320 кэВ) [1]. Сечения в суммах (6) берем в интервале 0.01-0.3 эВ.

При решении системы (6) простой подстановкой $\Phi_j = AE_j^{-B}$ ищем *A* и *B* – корни решения уравнения (7):

$$\sum_{i=1}^{k} \left(J_i - \sum_{j=0}^{m_{\tau}} \sigma_i(E_j) \Phi(E_j) \right) = 0.$$
 (7)

При этом, например, для двух экспериментальных значений *J* получаем множество решений, представленных на рис. 1 на контурной диаграмме *B*-*A* функционала левой части формулы (7) в виде узкой непрерывной полосы 0, соответствующей равенству нулю уравнения (7).

Экспериментальная величина J измеряется с погрешностью ΔJ . Поэтому решение системы уравнений свертки (6) будем искать путем минимизации функционала χ^2 :

$$\chi^{2} = \sum_{i=1}^{k} \chi_{i}^{2},$$
(8)

где

$$\chi_i^2 = \left(\frac{\sum_{j=0}^{m_{\tau}} \sigma_i(E_j) \Phi(E_j) - J_i}{\Delta J_i}\right)^2.$$
 (9)



Рис. 1. Контурная диаграмма B-A функционала левой части формулы (7). Сплошными линиями показаны линии уровней (изолинии) и приведены соответствующие им значения функционала. Линия 0 – множество решений уравнения (7) для $k = 2: J_{\text{Mn}} \text{ и } J_{\text{Ti}}$.

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

На рис. 2 представлена контурная диаграмма B-A функционала χ^2 (8) для двух образцов – Ад и Мп. Так же были получены зависимости χ^2 для образцов Fe, Mn и Ti, облученных в источнике. Подобный вид диаграммы B-A характерен как для случая любого одного образца, так и для любой комбинации из пяти образцов. При увеличении количества используемых образцов (числа уравнений в системе (6) и членов в функционале χ^2 (8)) число и положение минимумов не изменяется, сами они становятся более узкими и точность восстановления коэффициентов A и B при этом улучшается.

Полученные оптимальные значения $A_{\text{опт}}$ и $B_{\text{опт}}$ для каждого набора экспериментальных значений *J* использовались для вычисления значений плотности потока тепловых нейтронов $\Phi_{\text{T}} = A_{\text{опт}}$ $E_{\text{T}}^{-B_{\text{опт}}}$ при $E_{\text{T}} = 0.025$ эВ. На рис. 3 приведены полученные средние значения 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} . Наблюдается сходимость результатов восстановления плотности потока тепловых нейтронов при



Рис. 2. Контурная диаграмма *B*–*A* функционала χ^2 (8) для образцов Ag и Mn. Основные обозначения, как на рис. 1.



Рис. 3. Средние значения плотности тепловых нейтронов $\Phi_{\rm T}$ для различного количества экспериментальных точек (образцов Ag, Fe, Mg, Mn и Ti). В качестве ошибок для наборов из 1–4 образцов указана средняя квадратичная погрешность среднего значения.

увеличении числа экспериментальных данных к значению $\Phi_{\rm T} \sim 10^7$ нейтрон \cdot см⁻² \cdot с⁻¹.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены возможности восстановления плотности потока тепловых нейтронов фотонейтронного источника по данным нейтронно-активационного анализа. В качестве варианта восстановления рассмотрено использование простой функции, описывающей тепловой участок спектра. Поиск оптимальных параметров этой функции проводился путем минимизации функционала χ^2 с использованием экспериментальных данных, полученных при одновременной активации в фотонейтронном источнике пяти активационных детекторов на основе Ag, Mg, Fe, Mn и Ti. Исследовано поведение зависимости χ^2 от параметров аппроксимирующей функции. Получена сходимость результатов восстановления при увеличении числа экспериментальных данных к значению $\Phi_{\rm T} \sim 10^7$ нейтрон \cdot см⁻² \cdot с⁻¹. Данный метод восстановления может быть использован для оперативного измерения плотности потока тепловых нейтронов в фотонейтроном источнике и при оптимизации его параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Афонин А.А., Зуев С.В., Конобеевский Е.С. // Изв. РАН Сер. физ. 2018. Т. 82. С. 814; Afonin А.А., Zuyev S.V., Konobeevski E.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. P. 731.
- 2. Андреев А.В., Бурмистров Ю.М., Зуев С.В. и др. // Изв. РАН Сер. физ. 2017. Т. 81. С. 824; Andreev A.V., Burmistrov Yu.M., Zuyev S.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. P. 748.
- Andreev A., Burmistrov Yu., Gromov A. et al. // Fifth Int. Conf. on Nucl. Fragm. (NUFRA2015). Kemer. Oct. 2015. https://fias.uni-frankfurt.de/historical/nufra2015/ talks/Sobolevsky_nufra2015.pdf.
- 4. *Гутько В.И*. Активационный анализ. Минск: МГЭУ, 2008. 74 с.