АТОМНА ЕНЕРГЕТИКА

УДК 621.039.51

В. Н. Павлович[1,2], А. В. Поднебесный[2]

[1] *Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*
[2] *Институт проблем безопасности АЭС НАН Украины, Чернобыль*

О ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ГЛУБОКИХ ПОДКРИТИЧНОСТЕЙ МЕТОДОМ ФЕЙНМАНА

Рассматривается применение метода Фейнмана анализа нейтронных шумов для определения параметров глубоких подкритичностей размножающих систем. В частности, показано, что выбор ширины временных интервалов, для которых определяется среднее и дисперсия числа отсчетов нейтронных детекторов, может существенно сказаться на точности определения константы спада мгновенных нейтронов (α), особенно в случае глубоких подкритичностей. Анализ проведен на основе метода Монте-Карло (код MCNP) расчета простых размножающих систем с различными коэффициентами размножения нейтронов. Предложена простая методика определения оптимальной, с точки зрения повышения точности расчета α, ширины временного интервала, вблизи которой целесообразно строить экспериментальную зависимость отношения дисперсии к среднему для определения α. Показано также, что смещенность оценок величины α определяется не только конечностью выборки данных, но также и перекрытием нейтронных цепочек. То есть интенсивность источника внешних нейтронов не должна превышать некоторой величины, зависящей от коэффициента размножения нейтронов.

Ключевые слова: нейтронные шумы, метод Фейнмана, константа Росси-альфа, метод Монте-Карло.

Введение

Методы измерения критических параметров ядерных систем с помощью анализа нейтронных шумов были развиты в 50 - 60 годах прошлого столетия. Обзор этих методов приведен, например, в книге Урига [1], где, в частности, рассмотрены основные из использованных методов – метод росси-альфа, метод Фейнмана и метод Могильнера - Золотухина (нулевой вероятности) – и их модификации. Обычно эти методы используются для определения параметров неглубоких подкритичностей, в частности величины α-константы спада мгновенных нейтронов, которая выражается через наиболее употребительные величины физики реакторов $k_{эф}$ – эффективный коэффициент размножения нейтронов; β – доля запаздывающих нейтронов; l – среднее время жизни нейтронов как

$$\alpha = \frac{1 - k_{эф}(1-\beta)}{l}.$$

В последние годы в связи с развитием технологий ADS (Accelerated Driven System), реактор в которых находится в подкритическом состоянии [2], а также для нужд атомной промышленности возникает необходимость в измерении достаточно глубоких подкритичностей, а также в автоматизации таких измерений. При этом использование стандартных методов обработки экспериментальных данных может привести к достаточно большим ошибкам. Например, конечность ряда данных приводит к смещению оценок параметров системы [3]. На точность определения параметров системы могут также влиять различные помехи. Существуют также и другие причины возникновения ошибок определения подкритических параметров. Анализу одной из причин таких ошибок в методе Фейнмана посвящена данная статья.

В связи с развитием в последние годы методов математического моделирования и высокопроизводительной вычислительной техники для исследования ядерных систем целесообразно использовать метод Монте-Карло расчета переноса нейтронов в размножающих средах [4]. По сравнению с реальным физическим экспериментом такой «математический эксперимент» имеет ряд преимуществ, а именно: возможность достаточно просто варьировать материальный состав и геометрию исследуемой системы; исследовать влияние различных помех и усовершенствовать методику проведения эксперимента. В данной работе метод Фейнмана исследуется методом математического моделирования на простой физической системе при помощи известного кода MCNP.

Определение константы Росси-альфа методом Фейнмана

В настоящее время наиболее употребительным из упомянутых методов является метод Фейнмана и его модификации [2, 5 - 7]. В методе Фейнмана измеряется отношение дисперсии $D^2[\Delta]$ к среднему числу отсчетов $\bar{c}[\Delta]$, зарегистрированных за фиксированный промежуток времени Δ. Если внешний источник нейтронов образует пуассоновский поток нейтронов и начальное распределение является стационарным, то в одногрупповом приближении для случая регистрации актов захвата нейтронов детектором

$$Y[\Delta] = \frac{D^2[\Delta]}{\bar{c}[\Delta]} - 1, \qquad (1)$$

где

$$Y[\Delta] = Y_\infty Y_\Delta, \qquad (2)$$

$$Y_\Delta = 1 - \frac{e^{\alpha\Delta} - 1}{\alpha\Delta}, \qquad (3)$$

$$Y_\infty = \frac{\tilde{\varepsilon}\lambda_f \overline{\nu(\nu-1)}}{\alpha^2}, \qquad (4)$$

$\bar{c}$ - среднее число отсчетов детектора за интервал Δ; $\bar{\nu}$ - среднее количество нейтронов на акт деления; α - константа Росси-альфа (константа спада мгновенных нейтронов); λ_f - скорость деления ядер урана; $\tilde{\varepsilon}$ - скорость поглощения нейтронов детектором; $\Delta_{мин}$ – минимальный интервал при разбиении общего времени измерения детектора, $\Delta_{макс}$ – максимальный интервал при разбиении общего времени измерения детектора, $\Delta \subset [\Delta_{мин}, \Delta_{макс}]$.

В физическом эксперименте величина Δ определяется, как правило, шириной каналов временного анализатора, а в общем случае – разрешающей способностью электронной аппаратуры. Например, в ИПБ АЕС НАН Украины разработана система регистрации данных нейтронных детекторов, составной частью которой есть измеритель времени регистрации событий (ИВРС). Этот прибор фиксирует с определенной точностью время прихода импульса от детектора нейтронов, так что с помощью ИВРС в памяти аппаратурного комплекса регистрируется временной ряд случайных событий времен регистрации нейтронов детектором. Этот временной ряд можно в дальнейшем обрабатывать программным способом с использованием любых теоретических выражений, в том числе и методом Фейнмана. При этом минимальная величина интервала времени $\Delta_{мин}$ ограничена точностью регистрации времени прихода импульса (в ИВРС-1, 2 это 250 и 25 нс соответственно) и для одноканального варианта (один детектор) – мертвым временем детектора. Максимальная величина временного интервала $\Delta_{макс}$ определяется временем измерений и необходимой статистической точностью.

При математическом моделировании эксперимента время поглощения нейтрона детектором можно определить фактически с любой разумной точностью, так что ограничений на величину $\Delta_{мин}$ не существует. Величина $\Delta_{макс}$ так же, как и в физическом эксперименте, ограничена временем «измерений» и необходимой статистической точностью.

Построение функции Y метода Фейнмана происходит на интервале изменения Δ от $\Delta_{мин}$ до $\Delta_{макс}$, а нахождение константы спада мгновенных нейтронов, известной также как константа Росси-альфа, выполняют, как правило, с помощью метода наименьших квадратов, посредством аппроксимации совокупности экспериментально измеренных и вычисленных оценок для функции Y с помощью выражения (2), где искомыми параметрами являются значения α и Y_∞.

В реальном физическом эксперименте экспериментатор всегда имеет некоторое представление об измеряемой ядерной системе, так что величина α обычно приближенно известна. Естественно, при математическом моделировании эксперимента все параметры системы, в том числе и величина α, известны точно. Поэтому цель математического моделирования состоит в том, чтобы выбрать такие условия эксперимента и методы обработки данных, при которых вычисленная методом Фейнмана (в данном случае) величина α как можно более точно совпала с рассчитанной для данной системы.

В слегка подкритических системах построение функции Y и нахождение α и Y_∞, как правило, происходит без проблем. Обычно интервал изменения величины Δ выбирается в окрестности величины 1/α . При этом точность определения α практически не изменяется при незначительных изменениях $\Delta_{макс}$. В случае определения параметра критичности α по методу Фейнмана в системах с неизвестными параметрами часто возникает вопрос, какой выбрать аппроксимационный диапазон Δ для вычисления α.

Если аппроксимационный диапазон $\Delta \subset [\Delta_{мин}, \Delta_{макс}]$, то при изменении $\Delta_{макс}$ вычисленная величина $\alpha[\Delta_{макс}]$, как правило, принимает различные значения. При этом чем больше глубина подкритичности, тем больше разброс вычисляемых величин $\alpha[\Delta_{макс}]$ при различных $\Delta_{макс}$. Если же зафиксировать $\Delta_{макс}$ на определенной позиции, то при измерениях в средах с различными α мы получим различные величины ошибок измерений. В случае сильно подкритических систем, где $k_{эф}$ составляет порядка 0,6 - 0,9, даже незначительные изменения величины $\Delta_{макс}$ приводят к значительным ошибкам в определении значения константы Росси-альфа.

В связи с этим и возникла задача определения условий выбора величины $\Delta_{макс}$, при которых ошибка вычисления α была бы минимальна.

Определение точки Δ_0

При определении методом Фейнмана по экспериментальным данным вычисляются наборы значений для функции Y[Δ] (2), по которым с помощью метода наименьших квадратов подбираются параметры Y_∞ и α.

Рассмотрим, как ведет себя разность между двумя кривыми $Y_\Delta(\alpha_0+\delta\alpha)-Y_\Delta(\alpha_0)$ с мало различающимися $\delta\alpha$ в зависимости от Δ. Например, для $\delta\alpha = 10$ (с$^{-1}$), а $\alpha_0 = -1400$ (с$^{-1}$) график для $Y_\Delta(\alpha_0+\delta\alpha)-Y_\Delta(\alpha_0)$ будет иметь следующий вид (рис. 1).

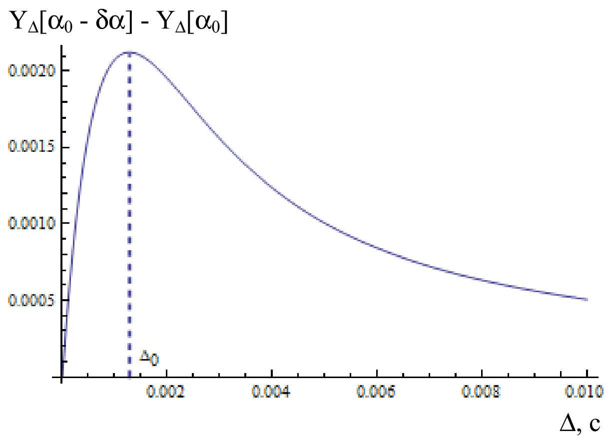

Рис. 1. Изменение расстояния между двумя близлежащими Y_Δ для $\delta\alpha = 10$ с$^{-1}$, а $\alpha_0 = -1400$ с$^{-1}$.

Видим, что эта функция имеет максимум в точке Δ_0. Следовательно, в окрестности точки Δ_0 разность $Y_\Delta(\alpha_0+\delta\alpha)-Y_\Delta(\alpha_0)$ максимальна.

Принимая во внимание, что

$$\lim_{\delta\alpha\to 0}[Y_\Delta(\alpha_0+\delta\alpha)-Y_\Delta(\alpha_0)] = \alpha\frac{\partial Y_\Delta}{\partial\alpha}, \qquad (5)$$

можем определить точку Δ_0 как

$$\Delta_0 = \arg\max[\alpha\frac{\partial Y_\Delta}{\partial\alpha}], \qquad (6)$$

где

$$\alpha\frac{\partial Y_\Delta}{\partial\alpha} = \frac{e^{\alpha\Delta}-1}{\alpha\Delta} - e^{\alpha\Delta}. \qquad (7)$$

Аналогично (6) можно дать и другое определение точки Δ_0. Δ_0 - это корень решения уравнения

$$\frac{\partial}{\partial\Delta}[\alpha\frac{\partial Y_\Delta}{\partial\alpha}] = 0. \qquad (8)$$

Принимая во внимание все вышеизложенное, а также *предположение* о том, что при нахождении параметра α методом наименьших квадратов в окрестности точки Δ_0 точность нахождения параметра α будет выше, поскольку в окрестности точки Δ_0 разность между двумя близлежащими выборками $Y_\Delta(\alpha_0+\delta\alpha)$ и $Y_\Delta(\alpha_0)$ максимальна. Поэтому предположим, что для улучшения точности определения параметра α должно быть наложено условие

$$\Delta_0 \le \Delta_{макс}. \qquad (9)$$

Изменение точки Δ_0 при изменении α

Уравнение для точки Δ_0 можем выписать в явном виде, если подставить формулу (3) в (8):

$$\frac{1-e^{\alpha\Delta}(\alpha^2\Delta^2-\alpha\Delta+1)}{\alpha\Delta^2} = 0. \qquad (10)$$

Решая это уравнение численным методом легко можно получить зависимость Δ_0 от α. График этого решения имеет следующий вид (рис. 2).

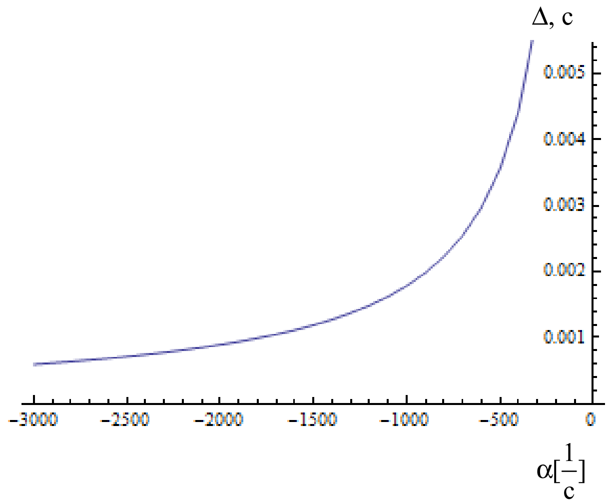

Рис. 2. Изменение Δ_0 в зависимости от константы Росси-альфа.

Из данного графика видно, что при глубоких подкритичностях ($\alpha \le -700$) даже незначительное изменение α, приводит к значительным изменениям точки Δ_0. А при малых подкритичностях ($\alpha \ge -700$) значительные изменения α приводят к незначительным изменениям точки Δ_0.

Математическое моделирование с помощью MCNP сильно подкритической системы и определение константы Росси-альфа методом Фейнмана с учетом нахождения точки Δ_0

Для проверки, как наложение условия (9), будет влиять на точность вычисления константы Росси-альфа методом Фейнмана, остановимся на моделировании с помощью метода Монте-Карло самого тривиального случая – бесконечной делящейся среды в приближении точечного реактора.

С помощью программного комплекса MCNP [8] версии 4c было выполнено моделирование измерения нейтронных шумов. Из соображений простоты объектом исследований выбрали сферу радиусом 40 см с диффузионным отражением нейтронов от поверхности. Внутри сферы содержится 3 %-й водный раствор уранилнитрата $UO_2(NO_3)_2$. Диффузионное отражение без поглощения от поверхности обеспечивает постоянную величину потока нейтронов внутри сферы. Изменение эффективного коэффициента размножения нейтронов $k_{эф}$ и необходимой критичности достигается изменением степени обогащения урана изотопом ^{235}U. Такая идеализированная модель реактора была использована для того, чтобы избежать влияния пространственной зависимости потока нейтронов при анализе результатов «измерений» нейтронных шумов.

Внешний источник образует пуассоновский поток нейтронов (равномерно распределенный по всему объему сферы). Распределение нейтронов по энергиям описывается спектральной функцией Уатта (Watt)

$$p(E) = C\exp(-\frac{E}{0.965})\sinh(\sqrt{2.29E})\,.$$

При этом мощность источника выбиралась таким образом, чтобы результирующая скорость счета детектора была одинакова для различных $k_{эф}$ и составляла порядка 10^4 н/с.

Отсчетом детектора считался каждый акт захвата нейтрона. Для записи отсчетов детектора была модифицирована подпрограмма TALLYX таким образом, что времена захватов нейтронов записываются в отдельном внешнем файле в виде временных меток (ВР - временной ряд, состоящий из отсчетов детектора).

Вычисление отношения оценок дисперсии к среднему для функции Y[Δ_i]

При проведении реальных экспериментов по регистрации нейтронов время проведения экспериментов всегда конечно и поэтому мы можем и должны говорить только об оценках дисперсии и среднего. Как описано в предыдущих разделах, с помощью метода Фейнмана абсолютное значение константы Росси-альфа может быть получено подбором параметров Y_∞ и α при аппроксимации функцией вида

$$Y[\Delta] = Y_\infty\left(1-\frac{e^{\alpha\Delta}-1}{\alpha\Delta}\right), \tag{11}$$

отношения оценок дисперсии к среднему в виде:

$$Y[\Delta_i] = \frac{D^2[\Delta_i]}{\bar{c}[\Delta_i]} - 1\,, \tag{12}$$

где

$$\Delta_i = i\Delta_{мин}\text{, для } i = 1, 2, 3\ldots1000, \tag{13}$$

$$D^2[\Delta_i] = \frac{1}{N_i - 1}\sum_{j=1}^{N_i}(c_j[\Delta_i] - \bar{c}[\Delta_i])^2\,, \tag{14}$$

$$\bar{c}[\Delta_i] = \frac{1}{N_i}\sum_{j=1}^{N_i}c_j[\Delta_i]\,, \tag{15}$$

$c_j[\Delta_i]$ - количество нейтронов, зарегистрированных в j-м интервале для Δ_i-го разбиения полного времени измерения детектора T; N_i – целое число интервалов Δ_i в полном времени измерения детектора T.

Даже в нашем случае, когда моделируется практически идеальная среда, существуют условия, при которых оценки Y(Δ_i), в некоторых диапазонах Δ, являются смещенными и неэффективными. Например, при большой плотности потока источника, нейтронные цепочки начинают пересекаться, что и приводит к смещению оценок Y(Δ_i). На рис. 3 видим, что значения оценок Y[Δ_i] для Δ_i > 0,007 с смещены вверх относительно кривой аппроксимации Y[Δ], а для $\Delta_i \subset$ [0,0012, 0,006] с смещены вниз относительно кривой аппроксимации Y[Δ]. Что и приводит при вычислении α методом Фейнмана к значительным ошибкам. На рис. 4, при тех же условиях, что и на рис. 3, только мощность источника уменьшена на порядок (с $n_0 = 10^5$ н/с до $n_0 = 10^4$ н/с), видим, что кривая аппроксимации лежит внутри набора оценок Y[Δ_i] и таких значительных смещений оценок, как на рис. 3, уже не наблюдается.

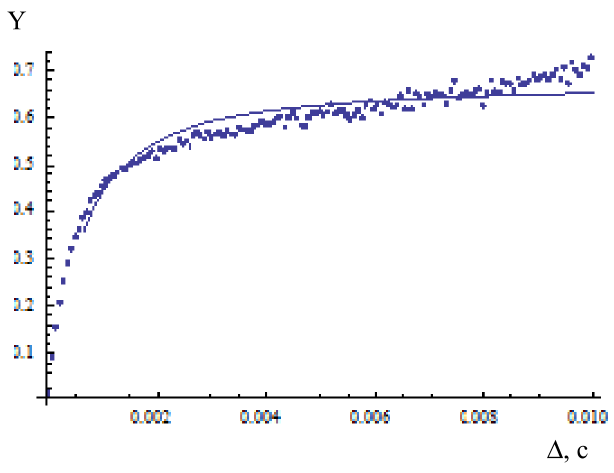

Рис. 3. Вычисленные оценки Y[Δ_i] для $k_{эф}$ = 0,2, времени измерений T = 100 с, мощности источника $n_0 = 10^5$ н/с и $\Delta_{макс}$ = 0,01 с (точки). Гладкая кривая - аппроксимации оценок Y[Δ_i] выражением (11).

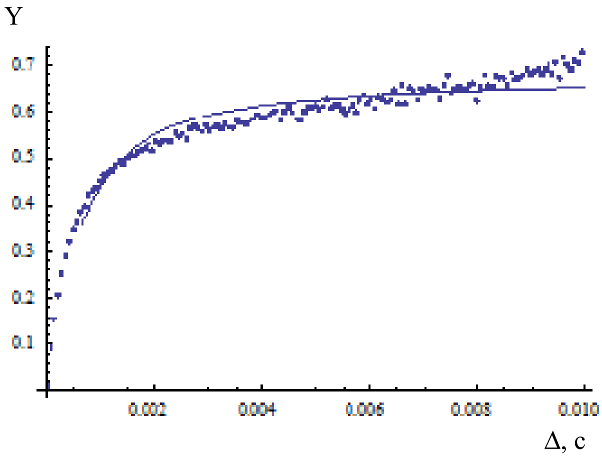

Рис. 4. Вычисленные оценки $Y[\Delta_i]$ для $k_{эф}$ = 0,2, времени измерений T = 100 с, мощности источника $n_0 = 10^4$ н/с и $\Delta_{макс}$ = 0,01 с (точки). Гладкая кривая - аппроксимации оценок $Y[\Delta_i]$ выражением (11).

Для уменьшения ошибки вычисления α необходимо добиться того, чтобы оценки $Y[\Delta_i]$ были несмещенными. Вообще, строго говоря, даже не нужно применять метод аппроксимации для смещенных оценок. В данном случае, поскольку среда моделирования у нас практически идеальная, эффективность детектора равна единице, время измерений достаточно большое, можно с уверенностью сказать, что к смещению оценок приводит временное пересечение цепочек нейтронов. Каким же образом можно убрать смещение оценок или уменьшить их до минимума? Есть несколько путей.

Во-первых, увеличить время измерений. Тем самым увеличиваем точность вычислений дисперсии и среднего, потому что величина N в формулах (14) и (15) увеличивается. Однако в реальных экспериментах этот путь зачастую не приносит значительных результатов, поскольку увеличить время измерений даже на порядок, не всякий экспериментатор может себе позволить.

Во-вторых, уменьшить мощность источника. В этом случае количество пресекающихся временных нейтронных цепочек будет уменьшено, что и приведет к уменьшению смещения оценок. На рис. 4, при тех же условиях моделируемой среды, что и на рис. 3, мощность источника была уменьшена всего лишь на порядок, а смещение оценок $Y[\Delta_i]$ относительно $Y[\Delta]$ вообще пропало.

В-третьих, уменьшить значение величины $\Delta_{макс}$. На рис. 5 условия моделируемой среды те же, что и на рис. 3, только величина $\Delta_{макс}$ = 0,001 с, а смещение оценок $Y[\Delta_i]$ относительно $Y[\Delta]$ уже визуально не наблюдается. На рис. 6 видим, что величина α, вычисленная методом Фейнмана для различных $\Delta_{макс}$, изменяется от 5180 до 2839 $с^{-1}$. То есть видим, что от выбора величины $\Delta_{макс}$ зависит не только смещение оценок, но и величина α, определенная методом Фейнмана.

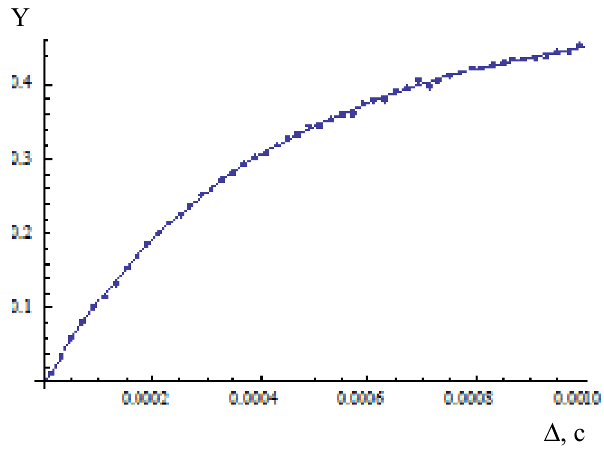

Рис. 5. Вычисленные оценки $Y[\Delta_i]$ для $k_{эф}$ = 0,2, времени измерений T = 100 с, мощности источника $n_0 = 10^5$ н/с и $\Delta_{макс}$ = 0,001 с (точки). Гладкая кривая - аппроксимации оценок $Y[\Delta_i]$ выражением (11).

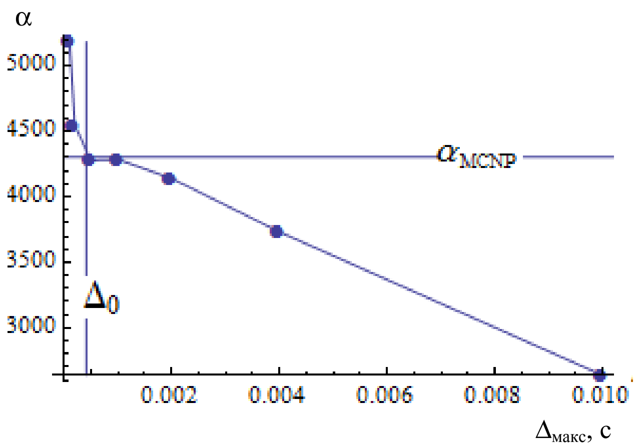

Рис. 6. Вычисленные константы Росси-альфа методом Фейнмана для различных $\Delta_{макс}$. $k_{эф}$ = 0,2, времени измерений T = 100 с, мощности источника $n_0 = 10^5$ н/с.

В связи со всем вышеизложенным часто возникает вопрос, какую же величину $\Delta_{макс}$ мы должны выбрать, чтобы ошибка по вычислению α методом Фейнмана была минимальна. Для этого рассмотрим, как наложение условия (9) будет влиять на точность вычисления α методом Фейнмана. Однако для того чтобы проверить и наложить условие (9), нужно уметь с помощью обработки зарегистрированного нами ВР определять точку Δ_0.

Метод вычисления точки Δ_0 при обработке ВР отсчетов детектора

Для вычисления точки Δ_0 необходимо было вычислить численную производную функции $Y[\Delta_i]$ (12) экспериментальных данных для каждой

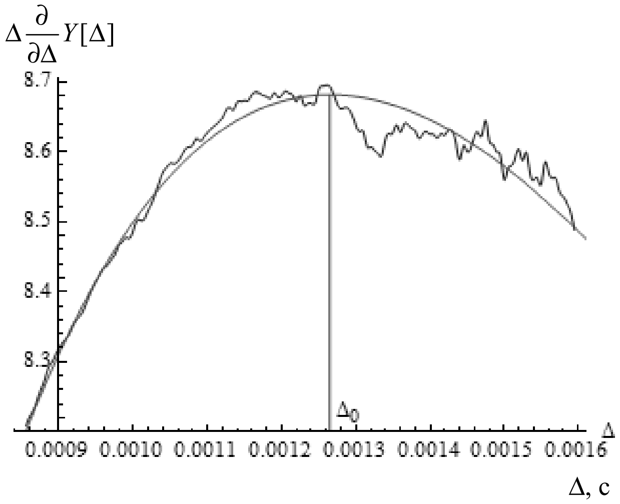

Рис. 7. Определение точки Δ_0 для случая $k_{эф} = 0{,}84$. Волнистая линия – данные MCNP, гладкая кривая – сглаженные данные.

точки Δ_i из интервала Δ. При вычислении производной производилось сглаживание экспериментальных данных с помощью методов параметрической регрессии. Сглаживающая функция имела вид

$$\tilde{Y} = \tilde{Y}_\infty \left(1 - \frac{e^{\tilde{\alpha}\Delta} - 1}{\tilde{\alpha}\Delta}\right), \qquad (16)$$

где $\tilde{Y}_\infty$ и $\tilde{\alpha}$ являются параметрами сглаживания и вычисляются для каждой точки с помощью метода наименьших квадратов. После вычисления для каждой точки Δ_i значений $[\alpha \frac{\partial Y_\Delta}{\partial \alpha}]_i$ вся совокупность этих значений аппроксимировалась функцией

$$\alpha \frac{\partial Y_\Delta}{\partial \alpha} = Y_\infty \left(\frac{e^{\alpha\Delta} - 1}{\alpha\Delta} - e^{\alpha\Delta}\right) \qquad (17)$$

и методом наименьших квадратов вычислялись параметры этой функции Y_∞ и α. Для определения точки Δ_0 мы находили максимум функции $\alpha \frac{\partial Y_\Delta}{\partial \alpha}$ в выражении (17). Пример такого определения для случая $k_{эф} = 0{,}84$ приведен на рис. 7.

Точность вычисления α при обработке ВР отсчетов детектора методом Фейнмана для различных $k_{эф}$

Для определения точности вычисления α методом Фейнмана введем относительную ошибку вычисления константы Росси-альфа следующим образом: $\frac{\alpha - \alpha_{MCNP}}{\alpha}$ %, где α_{MCNP} это константа Росси-альфа, которая вычислялась по формуле

$$\alpha_{MCNP} = \lambda_f(\bar{\nu} - 1) - \lambda_c\,, \qquad (18)$$

величины λ_c, λ_f и $\bar{\nu}$ вычисляются в момент моделирования процессов в MCNP, α - константа Росси-альфа, которая была получена при аппроксимации совокупности экспериментально измеренных и вычисленных оценок для функции $Y[\Delta_i]$ (12) с помощью выражения (11), где искомыми параметрами являлись значения α и Y_∞.

Нами были промоделированы среды с различными $k_{эф}$ = {0,2, 0,6, 0,84, 0,92, 0,98}, а полученные файлы ВР были обработаны по методу Фейнмана для различных значений $\Delta_{макс}$ от 10^{-4} до 0,01 с. Время измерения детектора для каждой среды T = 100 с. Величина $\Delta_{мин}$ принималась во всех средах постоянная и была равна 10^{-5} с. Результаты вычислений сведены в таблицу.

Определение константы спада мгновенных нейтронов (α) для различных $k_{эф}$ и $\Delta_{макс}$ с учетом точек Δ_0

$k_{эф}$	Δ_0, c	α_{MCNP} [1/c]	$\Delta_{макс} \approx \Delta_0$	$\Delta_{макс} \subset [10^{-4}$ c, $\Delta_0]$	$\Delta_{макс} \subset [\Delta_0$, 0,01 c]
			$\frac{\alpha - \alpha_{MCNP}}{\alpha}$, %		
0,2	0,00042	-4303	-0,02	[-0,02, 16]	[-0,02, -38]
0,6	0,00063	-2859	-0,8	[-1,6, 3,6]	[-0,5, -1,3]
0,84	0,00127	-1416	-0,38	[-0,33, -2,1]	[-0,33, -1,65]
0,92	0,00258	-696	-0,29	[-0,28, 3,7]	[-0,3, 0,03]
0,98	0,00683	-263	-0,86	[-2,5, 0,07]	[-0,17, -0,89]

Анализ данных, приведенных в таблице, показывает, что выполнение условия ($\Delta_0 \le \Delta_{макс}$), когда $\Delta_{макс}$ незначительно превышает Δ_0, приводит к улучшению точности вычисления α методом Фейнмана. Приведенное на графике рис. 6 изменение α в зависимости от $\Delta_{макс}$ является характерным и для других $k_{эф}$ и также показывает, что значительное отклонение $\Delta_{макс}$ от Δ_0 в какую-либо сторону приводит к ухудшению точности вычислений α. Вопрос, насколько значение $\Delta_{макс}$ должно превышать Δ_0, в настоящий момент мы оставляем открытым.

Выводы

Методы нейтронных шумов в настоящее время являются единственными методами, позволяющими экспериментально измерить параметры подкритических ядерных систем, причем традиционный метод Фейнмана измерения отношения дисперсии к среднему числу отсчетов нейтронного детектора позволяет измерить только константу спада мгновенных нейтронов α (константу Росси-альфа). Усовершенствованный метод Фейнмана с измерением третьего и четвертого моментов числа отсчетов позволяет в принципе экспериментально определить абсолютные величины коэффициента размножения нейтронов, времени жизни и количества запаздывающих нейтронов. Вопрос о точности такого определения остается открытым.

Вообще говоря, существует много физических причин, влияющих на точность определения параметров подкритичности методами нейтронных шумов. Среди таких причин можно отметить помехи и шумы в измерительном тракте, наличие мертвого времени детектора, величину эффективности детектора и др. В данной работе мы частично проанализировали вопрос о точности определения α с точки зрения использования ширины временного канала либо оптимального интервала времени определения числа отсчетов детектора. Кроме того, приведены некоторые соображения о влиянии на точность определения константы Росси-альфа пересечения нейтронных цепочек, т.е. интенсивности внешнего источника нейтронов.

Введение точки Δ_0, определенной условием (6) или (8), а также применение условия $\Delta_0 \le \Delta_{макс}$ приводит к улучшению точности вычислений α методом Фейнмана. Хотя хотелось бы отметить, что для сред с разными $k_{эф}$ улучшение точности при применении условия (9) будет различно. Наибольший выигрыш по точности мы будем иметь для глубоких подкритичностей, где $k_{эф} \le 0{,}8$. Также можно отметить, что вычисление точки Δ_0 «прямое» - прямо по вычисленным оценкам экспериментальных измерений, в отличие от обычно используемого способа определения величин $\Delta_{макс}$ вблизи величины $1/\alpha$, которая, вообще говоря, неизвестна.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Уриг Р.* Статистические методы в физике ядерных реакторов. - М.: Атомиздат, 1974. - 400 с.
2. *Degweker S.V.* Reactor noise in accelerated driven system // Ann. Nucl. Energy. - 2003. - Vol. 30. - P. 229 - 243.
3. *Endo T., Kitamura Y., Yamana Y.* Absolute measurement of the subcriticality based on the third order neutron correlation in consideration of the finite nature of neutron counts data // Japan Atomic Energy Research Institute. - 2003. - No. 1. - P. 215 - 220.
4. *Nolen S.D.* The chain-length distribution in subcritical system: PhD Thesis / LA-13721-T. - Los Alamos, June 2000.
5. *Feynman R.P., de Hoffmann F., Sober R.* Dispersion of the neutron emission in U-235 fission // J. Nucl. Energy. - 1956. - Vol. 3. - P. 64 - 69.
6. *Kitamura Y., Pazsit I., Wright J. et al.* Calculation of the pulsed Faynman- and Rossi-alpha formulae with delayed neutrons // Ann. Nucl. Energy. - 2005. - Vol. 32. - P. 671 - 692.
7. *Дорогов В.И., Чистяков В.П.* Вероятностные модели превращения частиц. - М.: Наука, 1988.
8. *MCNP4C Monte Carlo N-Particle Transport Code System* - DAC, LNL, Los Alamos.

В. М. Павлович[1,2], О. В. Піднебесний[2]

[1] Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ
[2] Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Чорнобиль

ПРО ТОЧНІСТЬ ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ГЛИБОКИХ ПІДКРИТИЧНОСТЕЙ МЕТОДОМ ФЕЙНМАНА

Розглядається застосування методу Фейнмана аналізу нейтронних шумів для визначення параметрів глибоких підкритичностей розмножуючих систем. Зокрема показано, що вибір ширини часових інтервалів, для яких визначається середнє і дисперсія числа відліків нейтронних детекторів, може істотно позначитися на точності визначення константи спаду миттєвих нейтронів (α), особливо у випадку глибоких підкритичностей. Аналіз проведено на основі методу Монте-Карло (код MCNP) розрахунку простих розмножуючих систем з різними коефіцієнтами розмноження нейтронів. Запропоновано просту методику визначення оптимальної з точки зору підвищення точності розрахунку α, ширини часового інтервалу, поблизу якої доцільно будувати експериментальну залежність відношення дисперсії до середнього для визначення α. Показано також, що зміщеність оцінок величини α визначається не тільки скінченністю вибірки даних, але також і перекриттям нейтронних ланцюжків. Тобто інтенсивність джерела зовнішніх нейтронів не повинна перевищувати деякої величини, залежної від коефіцієнта розмноження нейтронів.

Ключові слова: нейтронні шуми, метод Фейнмана, константа Россі-альфа, метод Монте-Карло.

V. M. Pavlovych[1,2], O. V. Pidnebesnyy[2]

[1] *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*
[2] *Institute for Safety Problems of Nuclear Power Plants, National Academy of Sciences of Ukraine, Chornobyl*

ON ACCURACY OF THE PARAMETER OF DEEP SUBCRITICALITY DETERMINATION BY THE FEYNMAN METHOD

This paper considers the application of the Feynman method of neutron noise analysis for determination of the deep subcriticality parameters for multiplying systems. In particular, it is shown that the selection of the width of the time-slots, for which the mean and variance of the number of the neutron detector counts should be determined, can significantly affect the accuracy of determination of prompt neutron decay constant (α), especially in case of deep subcriticality. Analysis is based on the Monte Carlo method of calculation (code MCNP) of the simple multiplying systems with different neutron multiplication factors. Simple method of determination of the optimum width of the timeslot, from the standpoint of α calculation increasing accuracy, near which it is advisable to build the experimental dependence of the dispersion to mean ratio for the determination of α. It is also shown that bias estimates of α is determined not only by the finite sampling data, but also by the overlapping of neutron chains. That is, the intensity of the external neutron source must not exceed a certain value, which depends on the neutron multiplication factor.

Keywords: neutron noise, the Feynman method, constant Rossi-alpha, the Monte Carlo method.

REFERENCES

1. *Urig R.* Statistical methods in the nuclear reactors physics. - Moskva: Atomizdat, 1974. - 400 p. (Rus)
2. *Degweker S.V.* // Ann. Nucl. Energy. - 2003. - Vol. 30. - P. 229 - 243.
3. *Endo T., Kitamura Y., Yamana Y.* // Japan Atomic Energy Research Institute. - 2003. - No. 1. - P. 215 - 220.
4. *Nolen S.D.* The chain-length distribution in subcritical system: PhD Thesis / LA-13721-T. - Los Alamos, June 2000.
5. *Feynman R.P., de Hoffmann F., Sober R.* // J. Nucl. Energy. - 1956. - Vol. 3. - P. 64 - 69.
6. *Kitamura Y., Pazsit I., Wright J. et al.* // Ann. Nucl. Energy. - 2005. - Vol. 32. - P. 671 - 692.
7. *Dorogov V.I., Chistyakov V.G.* Probabilistic models of particle transformations. - Moskva: Nauka, 1988. (Rus)
8. *MCNP4C Monte Carlo N-Particle Transport Code System* - DAC, LNL, Los Alamos.

Надійшла 12.03.2014
Received 12.03.2014