

2. D. Hughes, R. Schwartz. Neutron Cross Sections, BNL, Rep. 325, 1958.
3. C. Swann, F. Metzger. Phys. Rev., 100, 1329 (1955).
4. L. Gonzales, A. Trier, J. Van Loef. Phys. Rev., 126, 271 (1962).
5. R. Ricamo, P. Cugnosca, G. Parrascado. Nuovo cimento, 16, 450 (1960).
6. В. А. Баженов, Ю. М. Голубев, К. Н. Шлягин. Техника измерений радиоактивных препара-

тов. Под ред. В. В. Бочкарева. М., Госатомиздат, 1962, стр. 202.

7. Н. Ф. Правдюк и др. Радиационная физика, II. Дозиметрия нейтронов и γ -лучей. Рига, Изд-во АН ЛатвССР, 1964, стр. 51.
8. Начальный опыт эксплуатации реактора ИРТ-1000 в Софии. Доклад, представленный на Третье международное рабочее совещание по физике и технике исследовательских реакторов (Прага, 22—28 апреля 1963 г.).

Интегральный метод измерения величины $\beta_{\text{эфф}}/l$

А. И. МОГИЛЬНЕР, Г. П. КРИВЕЛЕВ

УДК 621.039.512

В настоящее время получили большое распространение статистические методы исследования характеристик кинетики реакторов. Наиболее часто используются метод России при изучении подкритических систем [1] и метод гармонического (частотного) анализа шумов тока ионизационной камеры, измеряющей мощность реактора [2]. Оба метода применяются для измерения величины

$$\alpha = \frac{1 - k_{\text{эфф}}(1 - \beta_{\text{эфф}})}{l},$$

где $k_{\text{эфф}}$ — эффективный коэффициент размножения нейтронов; $\beta_{\text{эфф}}$ — эффективная доля запаздывающих нейтронов; l — время жизни мгновенных нейтронов. Хотя эти методы по аппаратному исполнению несколько проще других статистических методов, все же для их реализации в большинстве случаев необходима специальная электронная аппаратура. Поэтому большое значение имеет разработка новых или усовершенствование старых методов, так чтобы они могли быть реализованы на стандартных элементах, выпускаемых нашей промышленностью.

В настоящей работе описан метод определения величины α , названный интегральным методом и основанный на измерении дисперсии флуктуаций тока ионизационной камеры, пропущенного через широкополосный фильтр с переменной полосой пропускания. Метод допускает простейшее аппаратное воплощение.

Краткое описание метода. Известно, что для частоты f спектральная плотность флуктуаций тока ионизационной камеры, измеряющей мощность реактора, определяется выражением [3]

$$S(f) = A + \frac{B}{\alpha^2 + \omega^2}, \quad \omega \gg \lambda_{\text{макс}}, \quad (1)$$

где f — частота, ω ; $\lambda_{\text{макс}}$ — постоянная распада самой короткой задержки группы запаздывающих нейтронов, $\omega \gg 1/\lambda_{\text{макс}}$.

Измерение зависимости (1) для измерения α частотным методом обычно заключается в пропускании флуктуаций тока камеры через избирательный элемент с известной эффективной полосой пропускания Δf . В этом случае измеряемая дисперсия выходного сигнала $D(f)$ связана со спектральной плотностью $S(f)$ простой зависимостью [4]

$$S(f) = D(f)/\Delta f, \quad \Delta f \ll f. \quad (2)$$

Применение этого метода требует прецизионной аппаратуры с хорошо известной частотной характери-

стикой. Особенно большое значение для точности определения α имеет частотная характеристика избирательных элементов при всех значениях анализируемых частот. Калибровка и подстройка этих элементов составляют наиболее трудоемкую часть подготовки эксперимента.

Очевидно, что указанный способ непосредственного использования соотношения (1) не является единственным и самым общим. В общем случае при пропускании флуктуационной составляющей через некоторый четырехполюсник с квадратом модуля передаточной функции $\Phi(f)$ спектральная плотность выходного сигнала $S(f)$ составит

$$S(f) = S_{\text{вх}}(f) \Phi(f). \quad (3)$$

При известной форме $\Phi(f)$ спектральная плотность входного сигнала легко определяется по форме спектральной плотности выходного сигнала. Если измеряться не спектральная плотность выходного сигнала, а его дисперсия, что гораздо проще выполнить в эксперименте, то связь с характеристиками входного сигнала усложняется:

$$D = \int_0^\infty S_{\text{вх}}(f) \Phi(f) df. \quad (4)$$

Однако и в этом случае при простых зависимостях $S(f)_{\text{вх}}$ и $\Phi(f)$, когда интеграл может быть взят, определить α также несложно.

В предлагаемом методе в качестве четырехполюсника используется фильтр низких частот (интегрирующая цепочка) с постоянной времени $\tau_{\text{и}} = R_{\text{и}}C_{\text{и}} = 1/\gamma$ и частотной характеристикой $\gamma^2/(\gamma^2 + \omega^2)$. Для того чтобы не пропустить постоянную составляющую тока камеры и инфранизкую часть, соответствующую вкладу запаздывающих нейтронов [3], в схему последовательно включается также фильтр высоких частот (дифференцирующая цепочка) со сравнительно большой постоянной времени $\tau_{\text{д}} = R_{\text{д}}C_{\text{д}} = 1/\eta$ и частотной характеристикой $\omega^2/(\omega^2 + \eta^2)$. Если оба фильтра в схеме действуют независимо и другие частотнозависимые элементы отсутствуют, то частотная характеристика такой схемы пропорциональна

$$\Phi(f) = \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \omega^2} \cdot \frac{\omega^2}{\omega^2 + \eta^2}. \quad (5)$$

Дисперсия сигнала ионизационной камеры, пропущенного через такую систему, согласно (1), (4) и (5)

составит

$$D = \frac{1}{4} \cdot \frac{\gamma^2}{\gamma + \eta} \left[A + \frac{B}{(\alpha + \eta)(\alpha + \gamma)} \right]. \quad (6)$$

В частности, при малых η ($\eta \ll \gamma$, $\eta \ll \alpha$)

$$\frac{4D}{\gamma} = A + \frac{B}{\alpha(\alpha + \gamma)}. \quad (6a)$$

Для экспериментального определения α целесообразно зафиксировать постоянную η и измерять зависимость дисперсии от обратной величины постоянной времени γ фильтра низких частот. В этом случае равенство (6) принимает вид

$$y(\gamma) = a + \frac{b}{\alpha + \gamma}, \quad (7)$$

где $y(\gamma) = \frac{D(\gamma)}{\gamma} \left(1 + \frac{\eta}{\gamma} \right)$; $a = \frac{1}{4} A$; $b = \frac{1}{4} \cdot \frac{B}{\alpha + \eta}$.

Таким образом, из формы зависимости $y(\gamma)$ легко определяется величина α . Очевидно, что исследовать зависимость $y(\gamma)$ необходимо в области изменения γ

$$\gamma_{\min} \ll \alpha \ll \gamma_{\max}.$$

Аналогичным образом можно варьировать величину η , сохраняя неизменным значение γ .

Эксперименты на реакторе. Измерения проводились на уран-бериллиевой сборке стенда ПФ-4 [5]. Для достижения высокой эффективности датчик помещали в бериллиевый отражатель в области максимального потока медленных нейтронов. Блок-схема установки показана на рис. 1. Сигнал от детектора излучения через катодный повторитель КП подавался на разделительному конденсатору на операционный усилитель Y_1 . Затем усиленный сигнал поступал на операционный усилитель Y_2 , в цепь обратной связи которого включена интегрирующая цепочка $R_{\text{и}}$ и $C_{\text{и}}$. Далее сигнал подавался на схему линейного детектирования на диодах D_1 и D_2 . Выпрямленный сигнал по высокоомному сопротивлению поступал на интегратор И, выходное напряжение которого записывалось с помощью электронного потенциометра ЭПП-09. В качестве детектора нейтронов использовался борный счетчик СНМО-5, работающий в режиме ионизационной камеры. В данном методе требуется, чтобы ионизационная камера имела равномерную частотную характеристику в рабочем диапазоне частот.

В работе [6] показано, что полоса пропускания камеры есть функция состава газового наполнителя и напряжения на электродах, причем с увеличением напряжения полоса расширяется. Применяемое в опытах высокое напряжение обеспечивало равномерную частотную характеристику в требуемом диапазоне частот.

Для получения минимального уровня собственных шумов и сетевых наводок катодный повторитель был

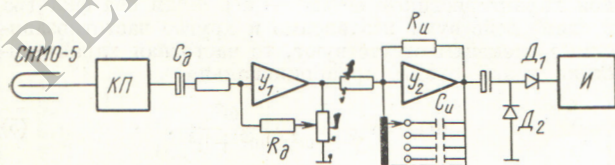


Рис. 1. Блок-схема установки для измерений величины α интегральным методом.

собран на лампе ЭМ-4 с батарейным питанием анода и накала. В качестве усилителей Y_1 и Y_2 использовались стандартные операционные усилители постоянного тока типа УУ-2-2 с соответствующей отрицательной обратной связью, позволяющей получать равномерную частотную характеристику до частот около 3000 гц. Различные значения γ были получены с помощью постоянного сопротивления $R_{\text{и}} = 100$ ком и набора переключаемых конденсаторов $C_{\text{и}}$. Диапазон изменения γ выбирался из условия $\gamma_{\min} \ll \alpha \ll \gamma_{\max}$ при $\gamma_{\min} = 20 \text{ сек}^{-1}$ и $\gamma_{\max} = 3900 \text{ сек}^{-1}$. Прибор позволял задавать 14 различных значений γ . Интегратор И представляет собой обычную схему данного типа приборов с интегрирующей емкостью в цепи отрицательной обратной связи усилителя постоянного тока (типа УУ-2-2). В процессе наладки установки снижалась частотная характеристика всего прибора. Наблюдался «завал» на частотах выше 2500 гц, обусловленный паразитными емкостями счетчика СНМО-5 и лампы ЭМ-4, которые при высоком входном сопротивлении катодного повторителя соответствуют постоянной времени $\tau_0 = 1/\gamma_0$. Поэтому при измерениях соблюдалось условие $\gamma_{\max} \ll \gamma_0$. Экспериментально были определены постоянная $\eta = 3,5 \text{ сек}^{-1}$ и значения фиксированных констант γ_i . В опытах применялось линейное детектирование вместо требуемого квадратичного. Это допустимо потому, что на вход детектора поступает сигнал с нормальным распределением. Как известно, при нормальном распределении со средним нулевым значением дисперсия сигнала пропорциональна среднему отклонению одного знака. Поскольку линейные детекторы имеют высокую точность и просты в изготовлении, им было отдано предпочтение. На измерение одной точки затрачивалось примерно 6 мин.

При обработке результатов методом наименьших квадратов находились параметры a , b и α уравнения (7), наилучшим образом описывающие совокупность экспериментальных данных. Экспериментальные точки и кривая, построенная по методу наименьших квадратов, показаны на рис. 2.

Измерения выполнялись при подкритичности $\frac{1 - k_{\text{эфф}}}{\beta_{\text{эфф}}} = 0,2$. Результирующее значение α , отнесен-

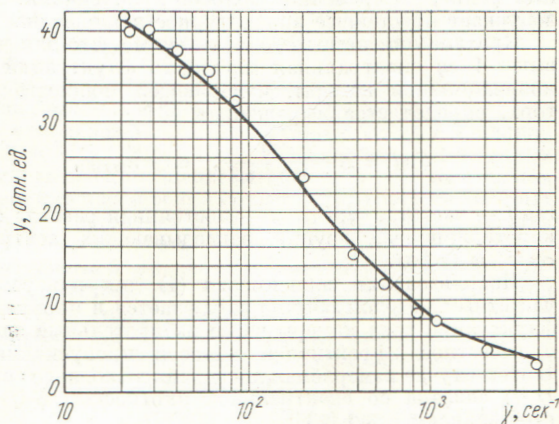


Рис. 2. Результаты измерений на уран-бериллиевом реакторе:

○ — экспериментальные точки; — кривая, полученная методом наименьших квадратов.

не к критическому реактору, составило $\alpha_0 = (154 \pm 9) \text{ сек}^{-1}$. Для сравнения укажем, что измеренное частотным методом значение α_0 этой системы оказалось равным $(154 \pm 12) \text{ сек}^{-1}$.

В заключение следует отметить преимущества интегрального метода измерения α перед обычно применяемым для критических и квазикритических систем частотным методом. Основными из них являются: а) простота аппаратуры и возможность создания экспериментальной установки из стандартных элементов, выпускаемых промышленностью; б) увеличение чувствительности и статистической точности измерений, достигаемых за счет расширения полосы регистрируемых частот.

Недостатком метода является требование равномерной частотной характеристики основного измерительного тракта в диапазоне от долей герца до нескольких кГц. Если частотная характеристика не имеет

достаточно простой формы, определение величины α существенно усложняется.

Поступило в Редакцию 14/VII 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Orndoff, Nucl. Sci. and Engng, **2**, 450 (1957).
2. C. Cohn, Nucl. Sci. and Engng, **5**, 331 (1959).
3. C. Cohn, Nucl. Sci. and Engng, **7**, 472 (1960).
4. В. С. Пугачев. Теория случайных функций и ее применение к задачам автоматического управления. М., Физматгиз, 1960.
5. А. И. Лейпунский и др. Доклад SM 18/80, представленный на семинаре по физике быстрых и промежуточных реакторов, Вена, 1961.
6. R. Subramaniam, R. Vedaam, Nucl. Sci. and Engng, **13**, 271 (1962).

Приближенное подобие нейтронных полей, образованных источниками с различными спектрами

Д. А. КОЖЕВНИКОВ

УДК 539.125.52

В разнообразных технических приложениях нейтронной физики приходится исследовать (экспериментально и теоретически) пространственно-энергетическое распределение нейтронов в замедляющих средах для полиэнергетических источников с различными спектрами. Получаемые при этом функции распре-

деления нейтронов настолько различны, что не возникало предположений о наличии между ними каких-то связей, которые позволили бы по функции распределения нейтронов источника с некоторым спектром предсказать вид функции распределения для источника с другим спектром.

В работе [1] показано, что вторые пространственные моменты функций распределения надтепловых и тепловых нейтронов связаны со спектральными модулями источников. Это позволяет по результатам эксперимента для некоторого конкретного спектра вычислить аналогичные нейтронные характеристики нейтронных полей для источников с различными спектрами.

Поскольку существует связь между пространственными моментами функций распределения замедленных нейтронов для источников с различными энергетическими спектрами, очевидно, должна быть определенная связь и между функциями распределения. Для установления правила определения функции пространственного распределения $\varphi_A^*(r, \epsilon)$ нейтронов энергии ϵ источника со спектром A по функции (измеренной или вычисленной) распределения $\varphi_B^*(r, \epsilon)$ нейтронов источника со спектром B воспользуемся методом аппроксимации [2].

На средних и больших расстояниях нулевой угловой момент $\varphi^*(r, \epsilon)$ функции распределения нейтронов точечного источника в однородном замедлителе может быть представлен в виде

$$\varphi^*(r, \epsilon) = \alpha(\epsilon) \frac{e^{-\beta(\epsilon)r}}{r} \quad (\alpha, \beta > 0). \quad (1)$$

Из определения

$$\tau^*(\epsilon) = \frac{\int r^2 \varphi^*(r, \epsilon) dV}{6 \int \varphi^*(r, \epsilon) dV} = \int_{(\epsilon_0)} g(\epsilon_0) \tau(\epsilon_0, \epsilon) d\epsilon_0$$

следует

$$\beta(\epsilon) = \tau^*(\epsilon)^{-1/2}. \quad (2)$$

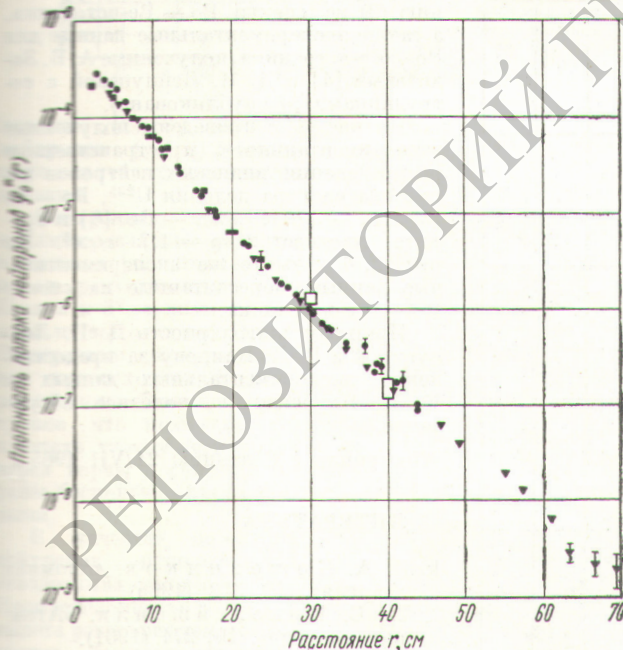


Рис. 1. Пространственные распределения нейтронных полей в воде для полиэнергетических источников с различными спектрами, пересчитанные на спектр Po-Be-источника (приведено к источнику единичной мощности):

■, □ — Po — Be; ● — Ra — Be; ▼ — U²³⁵.