

**Изолинии:**

— — — граница 15%-ного радиационного выхода; ○ и × — обозначения точек  $(Z_i, E_{0i})$ , для которых проверялось постоянство геометрии полей электронного потока

Геометрическое подобие связано с наличием некоторых характерных (масштабных) длин  $l(Z, E_0)$ . Эти длины несколько отличаются от «средних» пробегов электронов  $R_0$  и, по-видимому, могут быть отождествлены с «максимальными» или «практическими» пробегами. Этот вывод потребовал оценки роли флуктуаций потерь энергии в реализации подобия.

Возможное применение результатов работы — получение недостающих оценок для ряда функций, относящихся к переносу электронов, коррекция соответствующих данных и т. д. С помощью изолиний рисунка легко, например, по известным для отдельных  $E_0$  зависимостям коэффициента обратного рассеяния от  $Z$  получить такие зависимости для любых  $E_0$  из диапазона  $100 E_0 + 13Z \leq 1300$  МэВ.

(№ 971/9402. Поступила в Редакцию 25.VII.77. В окончательной редакции 28.III.78. Полный текст 1,4 а. д., рис. 6. список литературы 33 наименования.)

УДК 621.039.519.4:621.039.517

## Измерение мощности критических сборок импульсным статистическим методом

ТРЫКОВ О. А. МАТУСЕВИЧ Е. С., ВЛАДИМИРОВ В. В., РЕГУШЕВСКИЙ В. И., ГОМОНОВ И. П.

Исследованы возможности современной аппаратуры в сочетании с мини-ЭВМ в режиме «на линии» при импульсных статистических исследованиях реакторных параметров на примере измерения абсолютной скорости делений методом Фейнмана. В основе всех импульсных методов [1] лежит связь соответствующей вероятностной характеристики с корреляционной плотностью вероятности, выраженной через параметры размножающей системы. В частности, в методе Фейнмана такой вероятностной характеристикой является дисперсия числа отсчетов  $s$  за интервал времени  $T$ . Наличие мертвого времени  $\tau$  приводит к искажению плотности распределения исследуемого вероятностного процесса [2]. Искажение тем больше, чем выше порядок момента вероятностного распределения. Оценки, выполненные на основе [2], показывают, что для снижения погрешности примерно до 5—10% в измерениях методом Фейнмана мощность системы не должна превышать 0,003—0,005 Вт для аппаратуры, имеющей мертвое время  $10^{-5}$  с и эффективность  $10^{-4}$  отсчет/деление.

Авторами изготовлена регистрирующая аппаратура, состоящая из камеры деления КНТ-31, быстродействующего предусилителя и формирователя. Мертвое время регистрации всего тракта  $\tau \approx 100 \div 200$  нс при скорости счета  $10^6$  отсчет/с. Регистрирующая аппаратура связывалась с измерительно-вычислительным

комплексом на основе малой ЭВМ «Электроника-100». Измерения проводили на быстрой урановой критической сборке с замедляющим отражателем [3]. Неко-

### Некоторые результаты измерения мощности методом Фейнмана

Метод Фейнмана		Метод калиброванного источника	
P, Вт	$\varepsilon \cdot 10^4$	Скорость счета, отсчет/с	P, Вт
$0,00617 \pm 0,00059$	0,6	—	$0,00672 \pm 0,00047$
$0,00681 \pm 0,00085$	0,83	—	$0,00712 \pm 0,0005$
$0,01244 \pm 0,00125$	0,6	$2,4 \cdot 10^4$	$0,0127 \pm 0,0009$
$0,07266 \pm 0,00717$	0,83	$1,93 \cdot 10^5$	$0,0712 \pm 0,0005$
$0,1615 \pm 0,0183$	0,83	—	$0,143 \pm 0,01$
$0,1477 \pm 0,0164$	0,6	$2,84 \cdot 10^5$	$0,1344 \pm 0,01$
$0,149 \pm 0,014$	0,142	$6,8 \cdot 10^4$	$0,143 \pm 0,01$
$0,266 \pm 0,059$	0,142	$1,21 \cdot 10^5$	$0,285 \pm 0,02$
$0,591 \pm 0,042$	0,142	—	$0,668 \pm 0,047$

торые результаты измерений методом Фейнмана и методом калиброванного источника  $^{252}\text{Cf}$  [4] приведены в таблице.

В работе получена формула для оценки второго приведенного факториального момента  $H_2(T/\tau)$  в широком интервале изменения параметра  $T/\tau$ . Установлено, что для снижения погрешности до 10% в измерениях абсолютной мощности методом Фейнмана последняя не должна превышать 0,5 Вт даже для аппаратуры, имеющей мертвое время 10–15 нс при эффективности  $10^{-4}$  отсчет/деление. Система импульсные детекторы нейтронов — мини-ЭВМ в режиме «на линии» достаточно просто реализуется с помощью стандартной аппаратуры. В режиме многотачкового анализа такая

система позволяет использовать различные методики измерения реакторных параметров.

(№ 972/9415. Статья поступила в Редакцию 8.VIII.77, аннотация — 13.II.78. Полный текст 0,45 а. л., табл. 1, список литературы 12 наименований.)

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Уриг Р. Статистические методы в физике ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1974.
2. Арекии Ф. и др. Квантовые флуктуации излучения лазера. М., «Мир», 1974.
3. Бондаренко И. И. и др. III Женевск. конф., 1964. Доклад СССР № 362.
4. Могильнер А. И., Швецов Д. М. «Атомная энергия», 1966, т. 20, вып. 2, с. 117.

УДК 539.171.4

## Расчет энергетических и временных спектров нейтронов, рассеиваемых в малые телесные углы замедлителем конечных размеров

ВАРЕНЦОВ В. Л., ПЕТРОВ Г. А.

С целью оптимизации системы мишень — замедлитель нейтронного пролетного спектрометра ГНЕЙС (Абросимов Н. К. и др. В кн.: Труды конф. «Нейтронная физика». Ч. 6. М., изд. ЦНИИатоминформ, 1976, с. 221) предложен и осуществлен эффективный алгоритм расчета по методу Монте-Карло временных и энергетических распределений нейтронов при прохождении слоя замедлителя конечных размеров. Особенность предложенного алгоритма состоит в том, что при каждом рассеянии нейтрона вычисляется вероятность его попадания в малый детектор ( $R, \Omega_g$ ) с соответствующими энергией, временем пролета и статистическим весом. История обрывается, когда статистический вес становится меньше заранее заданной малой величины или когда энергия нейтрона выйдет за пределы интересующей нас энергетической области. Процесс «блуждания» нейтрона в замедлителе рассчитывается по стан-

дартной процедуре Монте-Карло с учетом химического состава замедлителя, реальных сечений рассеяния и поглощения и угловых распределений нейтронов. Например, для вероятности рассеяния в некоторой точке  $t_1$  (см. рисунок) в направлении малого детектора ( $R, \Omega_g$ ) использовано выражение

$$W_1 = P_0 \frac{\Sigma_s(E)}{\Sigma_t(E)} \{1 - \exp[-\Sigma_t(E) r_1]\} \times \times \frac{d\sigma_s(\theta)}{d\Omega} / \sigma_s \Omega_g \exp[-\Sigma_t(E) S_1],$$

где  $\exp[-\Sigma_t(E) S_1]$  — вероятность вылета нейтрона из замедлителя без дальнейших взаимодействий на пути  $S_1$ . Для последующих ступеней взаимодействия использованы аналогичные выражения с соответствующим изменением индексов и заменой статистического веса нейтрона  $P_0 = 1$  на  $P_1, P_2, \dots, P_{(n-1)}$ . Так как в конкретном случае расстояние до детектора было много больше характерных размеров системы мишень — замедлитель и  $\Omega_g \leq 10^{-7}$ , то в расчетах считалось для всех точек  $\Omega_g = \bar{\Omega}_g$  и  $|R| = \bar{R}$ .

В работе получены зависимости интенсивности, времени пролета, разброса времени пролета нейтронов для различных конфигураций системы мишень — замедлитель нейтронного спектрометра ГНЕЙС. Анализ данных позволяет выбрать оптимальное расположение замедлителя относительно мишени и его геометрические размеры в зависимости от поставленной задачи. Несмотря на конкретное применение предложенного алгоритма, он может оказаться полезным и в ряде других задач рассеяния, например при расчетах коллимирующих систем, где важно учитывать многократные рассеяния в малые телесные углы.

(№ 973/9418. Статья поступила в Редакцию 8.VIII.77, аннотация — 6.III.78. Полный текст 0,75 а. л., рис. 5, табл. 1, список литературы 4 наименования.)

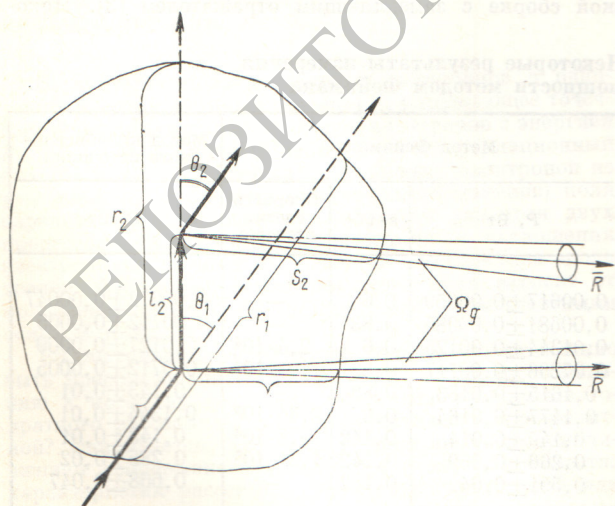


Схема расчета «блужданий» нейтрона в блоке замедлителя