

сообщения  
Объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
Дубна

СЗУУ.1Ш  
К-834

23/IV-79  
P3 - 12180

Н.Кроо, Л.Насоди, Д.Рубин, В.Г.Симкин, Л.Чер

1558/2-79

ФУНКЦИЯ ПРОПУСКАНИЯ  
СТАТИСТИЧЕСКОГО ПРЕРЫВАТЕЛЯ  
И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ В ОБРАБОТКЕ СПЕКТРОВ

1979

РЗ - 12180

Н.Кроо, Л.Насоди, Д.Рубин, В.Г.Симкин, Л.Чер

ФУНКЦИЯ ПРОПУСКАНИЯ  
СТАТИСТИЧЕСКОГО ПРЕРЫВАТЕЛЯ  
И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ В ОБРАБОТКЕ СПЕКТРОВ

Функция пропускания статистического прерывателя  
и ее применение в обработке спектров

Рассмотрены важные характеристики корреляционного спектрометра для исследований процессов неупругого рассеяния нейтронов. Цель исследования - улучшение методов обработки корреляционных спектров. С помощью формализма теории матриц проанализированы идеальная и реальная функции пропускания прерывателя нейтронов и рассмотрено их влияние на результаты обработки корреляционных спектров. На реакторе ИБР-30 проведены измерения функции пропускания корреляционного прерывателя с псевдослучайной последовательностью в 127 элементов. Накопление данных и контроль эксперимента осуществлялся с помощью ЭВМ ТРА-1 и специально разработанного блока деления времени. Показано, что обработка измерений с помощью ряда, обратного измеренному, уменьшает статистическую ошибку измерений.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

The Transmission Function of a Statistical  
Chopper and its Application in the Spectrum Evaluation

Some important characteristics of the correlation spectrometer constructed for investigation of neutron inelastic scattering are considered. The purpose of the investigation is to improve the data elaboration of correlation spectra. The ideal and real transmission functions of the neutron chopper have been analyzed with the help of the theory of matrices, and their influence on results of evaluating correlation spectra are discussed. On the IBR-30 reactor the transmission function of a chopper with a pseudo-random sequence of 127 elements is measured. The data acquisition and the control of measurements were performed by a TPA-1 computer and by a special block sampling the transmission function five times in each element of the sequence. It is shown that the evaluation of the spectra by means of a series, reverse to the measured one, decreases the measurement statistical error.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## ВВЕДЕНИЕ

Корреляционный метод исследования процессов взаимодействия тепловых нейтронов с конденсированными средами имеет существенное преимущество перед другими методами благодаря большому рабочему циклу ~ 5%<sup>/1-3/</sup>. Такой цикл достигается за счет модулирования пучка нейтронов с помощью диска из алюминия, на котором нанесена псевдослучайная последовательность открытых (Al) и закрытых (Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) для нейтронов окон<sup>/4/</sup>. Правильное определение характеристик такого корреляционного спектрометра и ошибок измерений в значительной степени зависит от функции пропускания диска-прерывателя и методов обработки получаемой информации. Идеальная модуляция представляет собой последовательность прямоугольников, как показано на *рис. 1/a/*. Автокорреляция такой последовательности имеет вид  $\delta$ -функции. Благодаря этому кросскорреляция измеренного спектра и функции модуляции легко восстанавливает изучаемый спектр рассеяния<sup>/5/</sup>. Однако реальная модуляция */рис. 1/b//* является последовательностью треугольников и трапеций, и это обстоятельство, а также дискретный способ регистрации с ограниченным числом каналов */рис. 1/c//*, приводит к тому, что ее автокорреляционная функция будет лишь приближением к  $\delta$ -функции с подложкой, имеющей некоторую структуру. Эта структура также возникает в спектре рассеяния после кросскорреляционной обработки.

Исследователи из Карлсруэ<sup>/2,6/</sup> проводили кросскорреляционную обработку информации с реальной формой ряда. При делении каждого элемента ряда в процессе регистрации в несколько раз эта процедура приближается

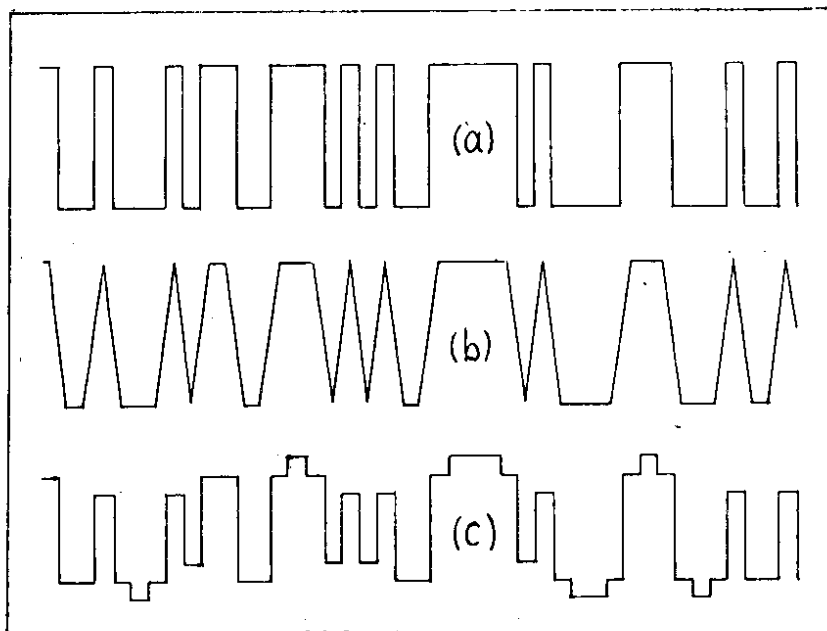


Рис.1. Теоретическая функция псевдослучайной модуляции /первые 42 элемента, размер элементов механического прерывателя совпадает с размером коллимации/. (а) - идеальная форма; (б) - аналоговое изображение реальной модуляции; (с) - цифровое дискретное изображение реальной модуляции.

к конволюционному интегралу, не имеющему структуры. Венгерские авторы<sup>1/</sup> проводили эту процедуру с идеальным рядом, что дает лучшее разрешение, но приводит к возникновению более заметного статистического разброса. Этот разброс можно уменьшить за счет разрешения с помощью сглаживания. Более того, процедура обработки с идеальным рядом гораздо проще, чем с реальным, т.к. она заключается лишь в проведении операции сложения.

### ТЕОРИЯ

Предлагаемый способ обработки совмещает достоинства первого и второго подходов: высокое разрешение и малый статистический разброс элементов спектра. Можно

показать, что это достигается, если в выражении для вектора измеренных данных ( $\bar{Z}$ ) и изучаемого спектра ( $\bar{S}$ )

$$\bar{Z} = A\bar{S} + \bar{b} \quad /1/$$

/где  $A$  - циклическая матрица элементов  $\{a_j\}$ ;  $a_j = 0$  или  $1$ , в зависимости от положения прерывателя во время  $j\Delta t \leq t < (j+1)\Delta t$ ;  $j=0, 1, \dots, N-1$ ;  $\bar{b}$  - вектор усредненного шума/ заменить идеальную матрицу  $A$  на циклическую реальную матрицу  $\hat{A}$ :

$$\bar{Z} = \hat{A}\bar{S} + \bar{b}, \quad /2/$$

элементами которой будут

$$a_j^* = \frac{1}{\Delta t} \int_{j\Delta t}^{(j+1)\Delta t} a(t) dt,$$

где  $j=0, 1, \dots, N-1$ ;  $a(t)$  - реальная функция модуляции;  $\Delta t$  - ширина элемента псевдослучайного ряда;  $N$  - число элементов ряда. В уравнении /1/ вектор элементов спектра  $\bar{S}$  пропорционален  $A^T \bar{Z}$  /  $A^T$  - транспонированная матрица/, что соответствует кросскорреляционному анализу. В случае уравнения /2/  $\bar{S}$  нельзя представить в таком виде, так как обратная матрица  $\hat{A}^{-1}$  не пропорциональна  $\hat{A}^T$ . Чтобы получить искомый спектр, необходимо прежде всего найти матрицу, обратную циклической матрице /см. /7,8/ /. Обозначим эту матрицу через  $R$ , а ее элементы -  $\{r_j\}$ :

$$r_j = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} \frac{\exp(i2\pi jk/N)}{\sum_{s=0}^{N-1} a_s \exp(i2\pi ks/N)} \quad /3/$$

При  $a_j^* = a_j$  получаем случай идеальной модуляции с элементами матрицы  $R$ , равными

$$r_j = (a_{N-j} - c) / [m(1-c)],$$

где  $c$  - рабочий цикл,  $m$  - количество единиц в псевдослучайном ряду, или в матричной форме

$$R = \frac{A^T - C}{m(1-c)},$$

где  $C$  - матрица, все элементы которой равны  $c$ .

Для проверки формулы /3/ был рассчитан обратный ряд, примененный в работе /4/ и проведено его сравнение с рядом, экспериментально полученным авторами этой работы. В нескольких элементах получено довольно сильное различие между этими рядами. Оно объясняется тем, что даже малые ошибки в определении  $Z$  и  $\bar{S}$  могут привести к большим ошибкам в эмпирически определенных элементах  $\{r_j\}$ .

Обратный ряд  $\{r_j\}$  был также определен для нашего псевдослучайного ряда со 127 элементами. Он представлен на рис. 2.

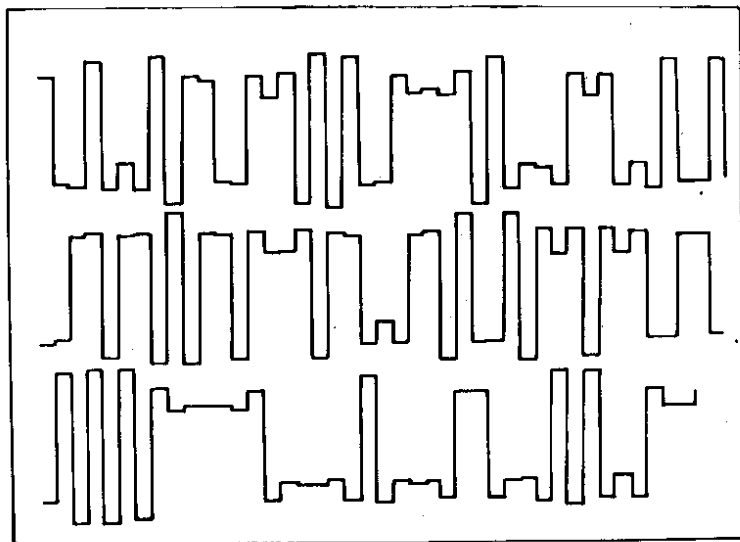


Рис.2. Обратный псевдослучайный ряд со 127 элементами.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Для определения и уточнения рассмотренных выше величин на реакторе ИБР-30 были проведены измерения функции пропускания прерывателя с псевдослучайной последовательностью в 127 элементов /на прерывателе для балансировки нанесены две такие последовательности/. Каждому элементу последовательности соответствует прорезь на краю диска, а началу последовательности - более глубокая прорезь. Положение прерывателя в момент регистрации нейтронов задавалось двумя сигналами: "старт прерывателя" и "положение прерывателя". Эти сигналы вырабатывались с помощью осветителя и расположенных против него двух фотодиодов в момент прохождения прорези на краю диска между ними. Скорость вращения прерывателя была равна ~3000 об/мин, что соответствует времени закрывания /открывания/ пучка нейтронов одним элементом псевдослучайного ряда ~80 мкс. Специальная коллимация нейтронов до и после прерывателя обеспечивала геометрические размеры пучка, приблизительно равные элементу ряда. За прерывателем в прямом пучке размещался детектор, заполненный  $^3\text{He}$  с добавкой 5%  $\text{Ne}$ , и измерялась интенсивность нейтронов, прошедших сквозь прерыватель.

Накопление и представление на дисплее данных производилось с помощью малой ЭВМ типа ТРА-1, снабженной входным блоком детекторных импульсов и соответствующими блоками интерфейса, выполненными в стандарте КАМАК. Блок-схема электронной системы установки приведена на рис. 3.

Основные блоки электроники, кроме 9 и 11, и программное обеспечение описаны в работе /9/.

В этом эксперименте, как и на спектрометре КОРАН, работа ЭВМ проходит на трех уровнях:

- 1/ автономное запоминание данных по каналу прямого доступа /КПД/;
- 2/ обслуживание периферийных устройств по каналам прерывания программы /телетайп, графический и алфавитно-цифровой дисплей, система КАМАК/;
- 3/ программное обслуживание периферийных устройств и выполнение команд экспериментатора.



в накоплении данных из-за нестабильности вращения прерывателя.

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Вид части измеренной функции пропускания представлен на рис. 5/б/. Из него видно, что измеренный ряд представляет собой последовательность треугольников и трапеций. Автокорреляционная функция этого измерения вычислялась по формуле:

$$C_{ZZ}(u) = \sum_{i=0}^{5(N-1)} Z_i Z_{i+u}$$

где  $Z_i$  —  $i$ -й измеренный элемент спектра, а  $5(N-1)$  соответствует делению каждого канала в 5 раз. Благодаря делению, эта дискретная автокорреляционная функция приближается к непрерывной  $\delta$ -функции /5/с//. Так как

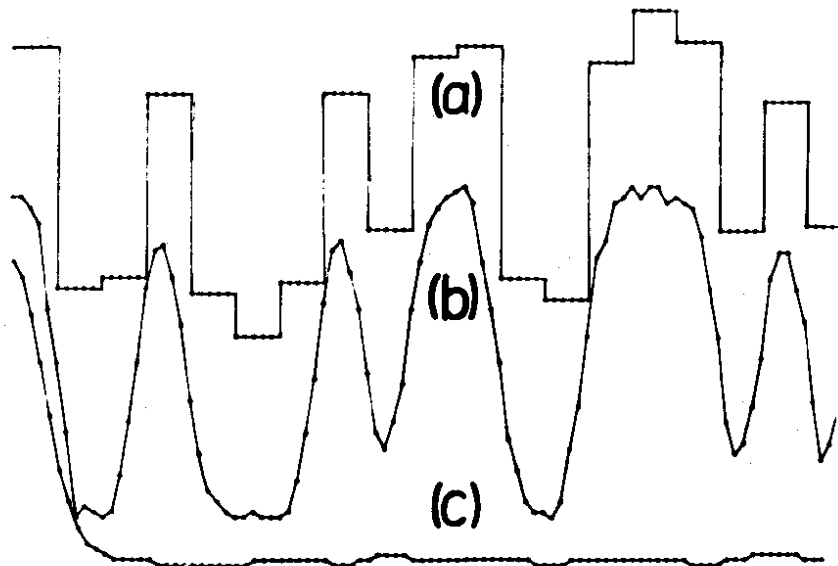


Рис.5. Первые 19 элементов измеренной функции пропускания. (а) - усреднение по элементам модуляции /по 5-ти измеренным каналам/; (б) - измеренная функция пропускания; (с) - автокорреляционная функция функции пропускания (б).

в наших измерениях неупругих процессов рассеяния нейтронов<sup>10/</sup> ввиду ограниченного объема памяти не было деления каналов, рассмотрим усредненную по 5-ти каналам функцию пропускания /см. рис. 5/а//. Ее автокорреляционная функция /рис. 6/а// уже не является  $\delta$ -функцией - появляется на подложке систематическая структура. Такая же структура появится и в спектре  $\bar{S}$  после корреляционной обработки измеренного спектра с реальным дискретным рядом. Так как в работе<sup>1/</sup> проводили кросскорреляцию  $\bar{Z}$  с идеальным рядом, рассмотрим для сравнения кросскорреляцию реального и идеального рядов. Она представлена на рис. 6/б/. Видно, что здесь структура еще выше.

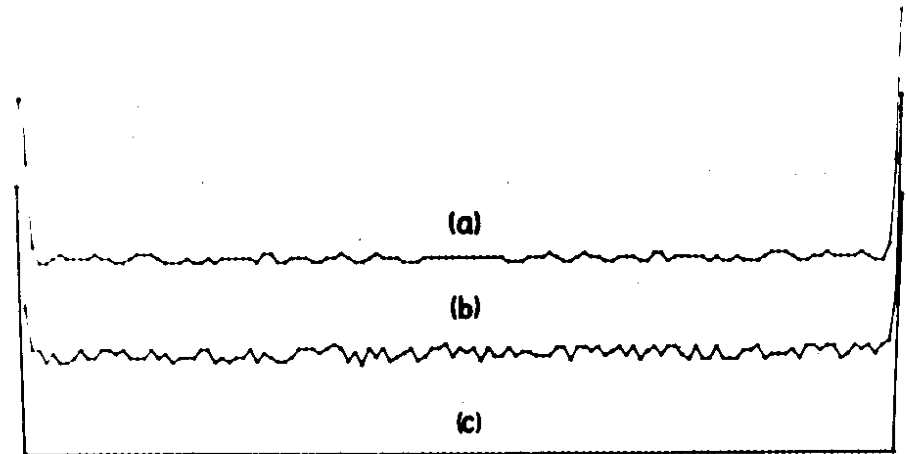


Рис.6. (а) - автокорреляционная функция функции со 127 элементами пропускания; (б) - кросскорреляционная функция идеальной и реальной модуляции; (с) - кросскорреляционная функция реальной модуляции и ряда, обратного реальному.

Особенности и характеристики этих обработок были рассмотрены ранее. Лучшим вариантом обработки является кросскорреляция с рядом, обратным реальному. В этом случае имеем

$$R\hat{A} = E,$$

где  $E$  - единичная матрица. Такая обработка дает  $\delta$ -

функцию без структуры на подложке и с узким пиком /см. рис. 6/с//.

Для измеренной функции пропускания элементы матрицы  $\bar{A}$  могут быть определены следующей формулой:

$$a_j^* = p a_{j-1} + (1-2p) a_j + p a_{j+1}$$

где  $j = 0, 1, \dots, N-1$ , а параметр  $p$  роказывается равным 0,153. Этот параметр определяется отношением ширины элемента псевдослучайного ряда, нанесенного на прерыватель, к ширине окна коллимации. При совпадении этих размеров  $p = 1/8$ . Отсюда следует, что окно коллимации было на ~ 15% уже ширины элементов ряда.

Так как измеренная функция пропускания неидеальна, оценим потери информации о векторе  $\bar{S}$  по сравнению с идеальным случаем. Для этого сравним их эллипсоиды дисперсии. Квадрат объема эллипсоида дисперсии обратно пропорционален  $\det(A^T A)$  и отношение

$$\frac{\det(\bar{A}^T \bar{A})}{\det(A^T A)} = \prod_{k=1}^{N-1} \left[ \frac{\cos(\pi k/N) + 1}{2} \right]^4 < 1.$$

Необходимо подчеркнуть, что эти потери возникают из-за самого факта неидеальности модуляции, а не из-за способа обработки.

Дополнительную потерю информации при дискретном ее накоплении вносит также несовпадение во времени середины окна коллимации с границей между элементами ряда в момент поступления сигналов "положение прерывателя", если это несовпадение не равно  $k\Delta t$ , где  $k$  - целое число. В случае равенства спектр легко восстанавливается, и нет дополнительной потери информации. Если  $k$  - дробное число, то спектр все же восстановить можно, но с потерей информации. Оценим эти потери. Пусть  $k = 1/2$ . Тогда:

$$\bar{a}_j^* = (a_j + a_{j+1})/2 \quad \text{или} \quad \bar{a}_j^* = (a_{j-1} + a_j)/2$$

и отношение квадратов объемов эллипсоидов дисперсии

при  $k$  - целом ( $\det M^{\text{real}}$ ) и  $k = 1/2$  ( $\det M^{\text{real}}_{\text{shift}}$ ) равно

$$\frac{\det M^{\text{real}}_{\text{shift}}}{\det M^{\text{real}}} = \prod_{k=1}^{N-1} \left[ \frac{2 \cos(\pi k/N)}{\cos^2(\pi k/N) + 1} \right]^4 = \left(\frac{1}{2}\right)^N \quad /6/$$

Т.е. с таким сдвигом средняя ошибка элементов спектра в  $\sqrt{2}$  раз больше, чем без него. Приближение в соотношении /6/ верно для  $N$  от 15 до 2047.

Отсюда следует, что в эксперименте необходимо как можно точнее исключать указанное выше несовпадение.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Pal L. et al. *Symp. "Neutron Inelastic Scattering"*, Copenhagen, 1968, v. 2, p. 407.
2. Gompf F. *Ibid.* p. 417.
3. Кроо Н., Чеп Л. ЭЧАЯ, 1977, 8, с. 1412.
4. Pelizzari C.A., Postol T.A. *Nuclear Intr. and Meth.* 1977, 143, p. 139.
5. Hossfeld F., Amadori R., Scherm R. "Neutron Inelastic Scattering", IAEA, Vienna, 1970, p. 117.
6. Gläser W., Gompf F. *Nucleonik*, 1969, 12, p. 153.
7. Zurmül R. *Matrizen*, Springer-Verlag, Berlin, 1964.
8. Rózsa P. *Lineáris algebra és alkalmazásai*, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1976.
9. Гладких И.А. и др. ОИЯИ, 14-9485, Дубна, 1976.
10. Гладких И.А. и др. ОИЯИ, 14-9486, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 января 1979 года.