Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук

А.В. Новиков-Бородин

# Реконструкция экспериментальных данных времяпролетных спектрометров методом пошагового сдвига

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН
1437/2017
ДЕКАБРЬ 2017

препринт
preprint

МОСКВА 2017 MOSCOW

Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук

А.В. Новиков-Бородин

# Реконструкция экспериментальных данных времяпролетных спектрометров методом пошагового сдвига

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН
1437/2017
ДЕКАБРЬ 2017

МОСКВА
2017

Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences
60-th October Anniversary prospect 7a,
Moscow 117312, Russia

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук
проспект 60-летия Октября, 7а
Москва, 117312

УДК 53.08

А.В. Новиков-Бородин

Реконструкция
экспериментальных данных
времяпролетных спектрометров
методом пошагового сдвига

Предлагается и анализируется метод математической обработки результатов измерений на импульсных времяпролётных нейтронных спектрометрах, позволяющий реконструировать экспериментальные данные, устранив из них искажения при различных нестабильностях и изменениях инициирующего импульса во время сбора информации. Предлагаемый метод пошагового сдвига и его модификации можно использовать для реконструкции отклика спектрометра на импульс меньшей длительности, что в определённых рамках является альтернативой техническим методам, сопряжённым с научно-техническими проблемами и большими материальными затратами. Оценивается погрешность реконструкции. Рассматривается реконструкция экспериментальных данных, полученных на времяпролётном нейтронном спектрометре ИЯИ РАН.

ISBN 978-5-94274-326-0

© Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук, 2017
Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences, 2017

А.В. Новиков-Бородин
Реконструкция
экспериментальных данных
времяпролетных спектрометров
методом пошагового сдвига
Препринт 1437/2017
Декабрь 2017
Подписано в печать 01.11.2017
Ф-т 60x84/8. Уч.-изд.л. 1,0 . Зак. 22424 Тираж 40 экз.
Бесплатно
Печать цифровая
Издательский отдел
Федеральное государственное бюджетное учреждение
науки Институт ядерных исследований Российской
академии наук
117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а

## Введение

Одной из важнейших характеристик импульсных времяпролётных нейтронных спектрометров является длительность импульса ускоренных частиц, инициирующих поток нейтронов различной энергии, используемых во времяпролётных измерениях. Увеличение длительности инициирующего импульса приводит к энергетическому разбросу нейтронов, приходящих на исследуемую мишень, что напрямую влияет на разрешающую способность спектрометра. Так, изменение формы инициирующего импульса во время измерений приведёт к расширению спектральных линий исследуемых веществ, а наличие после-импульсов — к появлению смещённых спектральных линий, которые, если изменения инициирующего импульса не будут учтены, может быть воспринято экспериментатором как дополнительные резонансы и, следовательно, приведёт к ошибочной интерпретации результатов эксперимента в целом.

Устранение искажений инициирующего импульса, уменьшение его длительности является кардинальным решением проблемы, но зачастую эта задача сопряжена с рядом научно-технических проблем и требует значительных материальных затрат и финансовых вложений. В этой связи, разработка математических методов, позволяющих не только реконструировать реальные спектры исследуемых веществ, но также повысить разрешающую способность спектрометров, является приоритетной задачей. С точки зрения математики, подобные задачи реконструкции относятся к классу некорректно поставленных задач [1], но в случае времяпролётных нейтронных спектрометров типа ТРОНС (Троицкий Нейтронный Спектрометр) ИЯИ РАН [2] и ему подобных, задача реконструкции и оптимизации может быть решена. В данной работе для

математической реконструкции и оптимизации отклика спектрометра предлагается так называемый метод пошагового сдвига и рассматриваются его модификации.

## Постановка задачи реконструкции

В импульсных нейтронных спектрометрах по времени пролёта поток нейтронов инициируется коротким импульсом заряженных частиц (обычно протонов или электронов) при взаимодействии их с твердотельной мишенью из тяжёлых элементов. Образующиеся нейтроны замедляются в замедлителе и сепарируются по энергии по времени пролёта в протяжённых нейтроноводах. Нестабильности пучка во время набора статистики приводят к различным искажениям формы инициирующих импульсов, к появлению фонов, послеимпульсов и др., что значительно ухудшает разрешающую способность спектрометров.

На рисунке 1 представлены результаты двух серий независимых измерений на мишени из Ta-181 на установке ТРОНС [2]. По горизонтальной оси отложены номера временных каналов диагностического оборудования с разрешением 150 нс/канал, по вертикальной – количество событий в них (регистрация $\gamma$-квантов от реакций (n,$\gamma$) взаимодействия нейтронов с ядрами мишени с помощью датчика на основе NaI в горизонтальном канале с пролётной базой 50 м). Начальные номера каналов в левой части графика соответствуют взаимодействию с исследуемой мишенью каскадных нейтронов и гамма-квантов, интенсивность которых можно считать пропорциональной сумме тока пучка протонов, приходящих на мишень РАДЭКС за серию измерений и инициирующих отклик спектрометра. Количество событий в этих каналах на два-три порядка превышает количество событий от замедленных нейтронов и инициирующий импульс может быть с хорошей точностью идентифицирован. Из рисунка видно, что форма инициирующего сигнала влияет на отклик спектрометра и на регистрируемые спектральные линии. Так, послеимпульсы инициирующего сигнала в первой серии измерений не имеют ярко выраженных пиков, но их наличие приводит к уширению отдельных спектральных линий и сли-

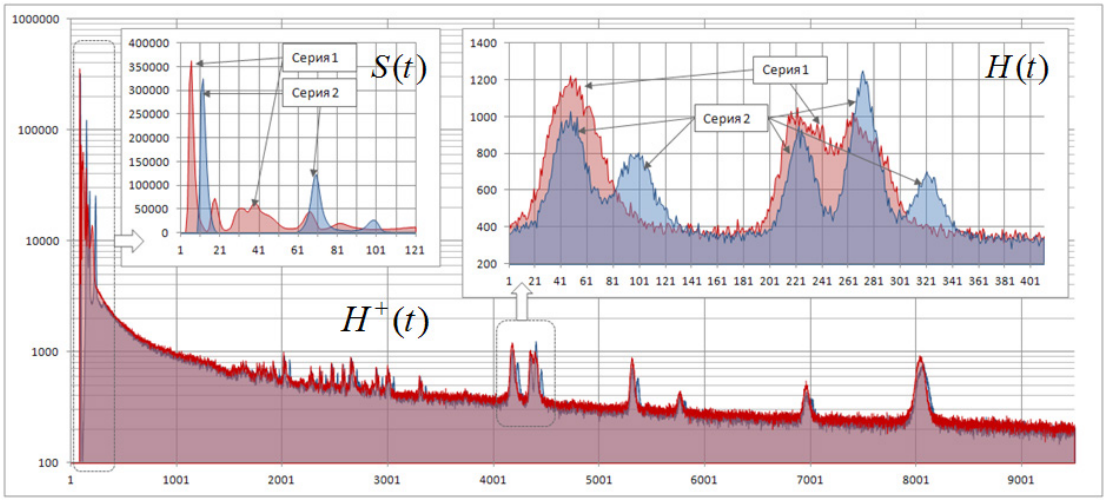


*Рис. 1.* Результаты двух серий измерений на мишени из Ta-181

янию близкорасположенных, что свидетельствует о снижении разрешающей способности спектрометра. Наличие ярко выраженного пика послеимпульса инициирующего сигнала во второй серии измерений приводит к появлению дополнительных спектральных линий, нехарактерных для исследуемых образцов при единичном импульсе, что может привести к ошибочной интерпретации результатов измерений.

Суммарный отклик $H^+(t)$ спектрометра на инициирующий сигнал, описываемый функцией источника $S(t)$, можно представить в виде интегрального уравнения:

$$H^+(t) = \lambda S(t) + \int_T S(t-x)h(x)dx = \lambda S(t) + S * h\,, \qquad (1)$$

где $T$ — временной интервал, на котором проводятся измерения, $\lambda$ — некоторый коэффициент, $h(t)$ — отклик спектрометра на идеальный источник, соответствующий дельта-функции Дирака $\delta(0)$, $S*h$ — свёртка функций $S$ и $h$.

Чистый отклик $H(t)$ спектрометра за вычетом функции источника:

$$H(t) = H^+(t) - \lambda S(t) = S * h = \int_T S(t-x)h(x)dx \qquad (2)$$

по существу является интегральным уравнением Фредгольма 1-го рода с ядром, соответствующим функции источника [1,3] и относится к классу некорректно поставленных задач.

Отклики спектрометра (1) и (2) линейны относительно функции источника, то есть:

1. Если функция источника $S(t)=\alpha_1 s_1(t)+\alpha_2 s_2(t)+\ldots$, где $\alpha_1,\alpha_2,\ldots$ — любые действительные числа, то соответствующий отклик спектрометра равен:

$$H(t)=\alpha_1 h_1(t)+\alpha_2 h_2(t)+\ldots, \tag{3}$$

   где $h_1(t)$, $h_2(t)$,... — отклики спектрометра на функции источников $s_1(t)$, $s_2(t)$,... .

2. Из (3), в частности, следует, что если $s_i(t)=s(t-t_i)$, где $t_1,t_2,\ldots$ — любые действительные числа, то $h_i(t)=h(t-t_i)$ и функции источника $S(t)=\alpha_1 s(t-t_1)+\alpha_2 s(t-t_2)+\ldots$ будет соответствовать отклик:

$$H(t)=\alpha_1 h(t-t_1)+\alpha_2 h(t-t_2)+\ldots, \tag{4}$$

Таким образом, операции сдвига, сложения и умножения на число являются эквивалентными преобразованиями для откликов $H^+$ и $H(t)$.

Задача реконструкции суммарного отклика спектрометра $H^+(t)$ сводится к поиску комбинаций этих операций над откликом $H^+(t)$, при которых входящая в него функция источника $S(t)$ принимает требуемый вид $S_{opt}(t)$. При этом сама функция отклика также будет оптимизирована:

$$H^+(S(t),t)\mapsto H^+_{opt}(S_{opt}(t),t). \tag{5a}$$

Задача реконструкции чистого отклика $H(t)$ сводится к поиску комбинаций операций сложения, умножения на число и сдвига над функцией источника $S(t)$, которые оптимизируют её вид до $S_{opt}(t)$, при этом аналогичные операции над откликом $H(t)$ оптимизируют его до $H_{opt}(t)$:

$$S(t)\mapsto S_{opt}(t), \qquad H(t)\mapsto H_{opt}(t). \tag{5b}$$

Во многих практических случаях раздельная оптимизация функции источника $S(t)$ и отклика $H(t)$ согласно (5b) значительно упрощают реконструкцию, позволяя реконструировать различные части отклика.

Таким образом, в данной постановке задачи идентификация функции источника $S(t)$ тем или иным способом является необходимым условием оптимизации отклика.

## 2. Задача реконструкции для дискретных функций

На практике отклик спектрометра представляет собой дискретную по времени функцию (см.рис.1). Дискретизация определяется временной шириной канала диагностического оборудования, а значение функции равно числу зарегистрированных событий в каждом интервале. Для представленных на рисунке 1 данных общее число временных каналов диагностического оборудования составляло 149000 с разрешением 150 нс/канал, то есть общий интервал измерения $T$ составлял 22.35 мс с дискретизацией по времени $\Delta t = 150$ нс.

Если через $u_k$ обозначить $k$-ый временной канал и присвоить ему значение 1, то любая функция $F(t)$ на интервале $T$ может быть представлена в дискретном виде как:

$$F(t) \cong F = \sum_k f_k u_k \tag{6}$$

где $f_k$ — значение функции $F(t)$ на $k$-том временном интервале $u_k$. Временной канал $u_k$ определяет шаг дискретизации и фактически является цифровым аналогом дельта-функции Дирака.

Линейная комбинация функций $aF(t)+bG(t)$ в дискретном виде может быть записана как:

$$aF(t) + bG(t) \cong aF + bG = \sum_k (af_k + bg_k)u_k \,, \tag{7}$$

а сдвиг функции $F(t)$ на интервал $t_0 = m\Delta t$ будет описываться выражением:

$$F(t - t_0) \cong F_m = \sum_k f_k u_{k+m} \,. \tag{8}$$

Согласно (6)–(8), отклики спектрометра $H^+ \cong H^+(t)$ и $H \cong H(t)$ в дискретном виде могут быть представлены как:

$$H^+ = \lambda \sum_k s_k u_k + \sum_m \sum_k s_k h_m u_{k+m} \,,\; H = \sum_m \sum_k s_k h_m u_{k+m} \,, \tag{9}$$

где $S(t) \cong S = \sum_k s_k u_k$ — дискретное представление функции источника, а $h(t) \cong \sum_m h_m u_m$ — отклик спектрометра на источник $S = u_0$.

Постановка задачи реконструкции отклика спектрометра в дискретном представлении аналогична (5a) и (5b) для функций (9).

## 3. Метод пошагового сдвига

Пусть функция источника $S$ и чистый отклик $H$ от неё в соответствии с (9) представлены в виде:

$$S = \sum_{k=0}^{K} s_k u_k \,, \quad H = \sum_{k=0}^{K} \sum_{m=M_0}^{M} s_k h_m u_{k+m} \,. \tag{10}$$

Функция $S$ определена на интервале $[0,K]$, $H$ — на интервале $[M_0,K+M]$.

Если считать, что $S_{opt}=s_0 u_0$, то задача реконструкции (5b) состоит в определении функции отклика $H_{opt} = s_0 \sum_{m=M_0}^{M} h_m u_m$, которая определена на интервале $[M_0,M]$.

Метод пошагового сдвига заключается в последовательном обнулении коэффициентов $s_1, s_2, \ldots$ с помощью эквивалентных преобразований (7),(8) над функцией $S$, тогда на некотором рассматриваемом интервале: $S \mapsto S_{opt}=s_0 u_0$ и, согласно (5b): $H \mapsto H_{opt}$. Данный алгоритм реализуется с помощью итерационных уравнений:

$$\left[\begin{array}{l} S^1 = S^0 - \dfrac{s_1^0}{s_0^0} S_1^0, \\ S^2 = S^1 - \dfrac{s_2^1}{s_0^1} S_2^1, \\ \ldots \\ S^{n+1} = S^n - \dfrac{s_{n+1}^n}{s_0^n} S_{n+1}^n. \end{array}\right. \quad \left[\begin{array}{l} H^1 = H^0 - \dfrac{s_1^0}{s_0^0} H_1^0, \\ H^2 = H^1 - \dfrac{s_2^1}{s_0^1} H_2^1, \\ \ldots \\ H^{n+1} = H^n - \dfrac{s_{n+1}^n}{s_0^n} H_{n+1}^n. \end{array}\right. \tag{11}$$

где $S^0=S$, $H^0=H$, а $S^n = \sum_{k=0}^{K+n} s_k^n u_k$ и $H^n = \sum_{k=0}^{K+n} \sum_{j=m}^{M} s_k^n h_j^n u_{k+j}$ — функция источника и отклик от неё на $n$-том шаге итерации. При последовательном обнулении в функции источника $S^n$ коэффициенты $s_1^n = s_2^n = \cdots = s_n^n = 0$, поэтому:

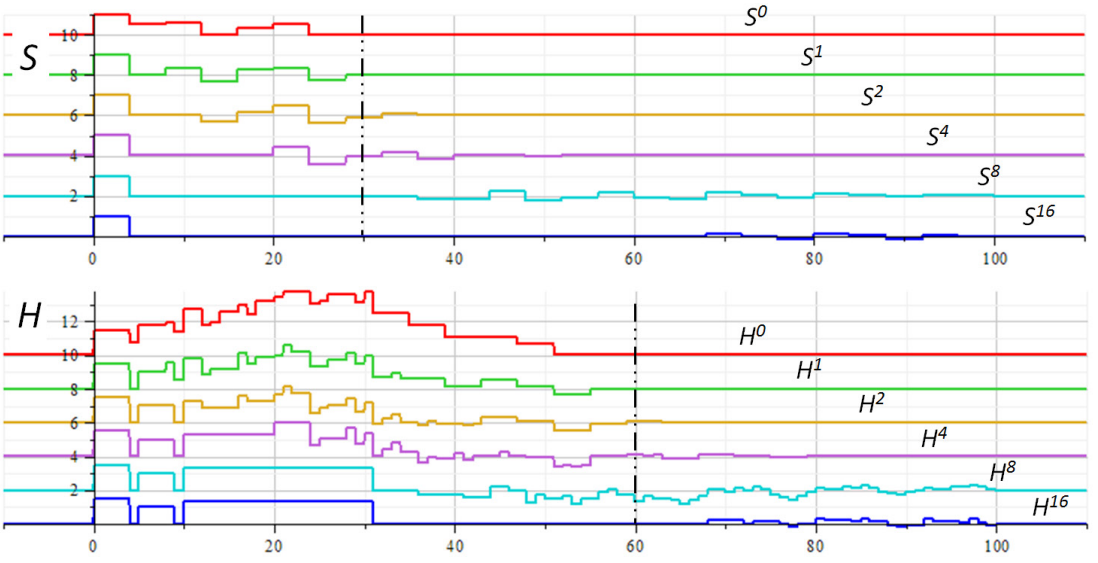


*Рис. 2.* Реконструкция отклика методом пошагового сдвига

$$S^n = s_0 u_0 + \sum_{k=n+1}^{K+n} s_k^n u_k \ , \quad H^n = s_0 \sum_{m=M_0}^{M} h_m u_m + \sum_{k=n+1}^{K+n} \sum_{m=M_0}^{M} s_k^n h_m^n u_{m+k} \ . \quad (12)$$

При числе итераций $N > K + M - M_0$ вторые слагаемые в (12) выйдут за пределы рассматриваемых областей определения функций $S$ и $H$, и в интервале $[0,K]$: $S^N \mapsto S_{opt} = s_0 u_0$, а в интервале $[M_0, K+M]$: $H^N \mapsto H_{opt} = s_0 \sum_{m=M_0}^{M} h_m u_m$, что означает решение задачи реконструкции.

На рисунке 2 проиллюстрирован процесс реконструкции отклика $H$ от источника $S = S^0$ методом пошагового сдвига. Дискретность функции источника составляла 4 минимальных временных интервала, поэтому шаг итераций также составлял 4 интервала. Вертикальными штрих-пунктирными линиями обозначены рассматриваемые области определения функции источника ($K \approx 30$) и отклика ($K + M - M_0 \approx 60$). В этих интервалах функция источника принимает оптимальный вид на 8-ом шаге итерации ($8 \cdot 4 = 32 > K \approx 30$), а отклик — на 16-ом ($16 \cdot 4 = 64 > K + M - M_0 \approx 60$). Таким образом, в данном примере $N = 16$ — минимальное необходимое количество итераций для реконструкции.

На практике количество временных каналов значительно превышает количество каналов, рассмотренных в примере. Так, например,

как указывалось ранее, общее количество временных каналов диагностического оборудования на установке ТРОНС достигает 149000. Несмотря на то, что метод реконструкции (5b) позволяет рассматривать отклик по частям, может потребоваться значительное количество итераций. Однако, в важных частных случаях метод пошагового сдвига можно модифицировать, значительно сократив требуемое число итераций, необходимых для реконструкции.

## 4. Модифицированный метод

Пусть функция источника $S$ и чистый отклик $H$ от неё представлены в виде:

$$S = s_0 u_0 + s_k u_k\,, \quad H = s_0 \sum_{m=M_0}^{M} h_m u_m + s_k \sum_{m=M_0}^{M} h_m u_{k+m}\,, \tag{13}$$

то есть функция источника $S$ представляет собой два, разнесённых по времени, инициирующих импульса — основной с амплитудой $s_0$ и после-импульс с амплитудой $s_k < s_0$. Коэффициенты $s_1 = s_2 \cdots = s_{k-1} = 0$, поэтому первые $k$–1 шагов итерационного процесса (11) не меняют ни функцию источника, ни отклик, и могут быть опущены. Первое изменение функций происходит на $k$-том шаге итерации (11), при этом у функции $S$ обнуляется коэффициент при $u_k$ и становится отличным от нуля коэффициент при $u_{2k}$. Следующие $k-1$ шагов итерационного процесса (11) также не изменят вид функций $S$ и $H$, которые будут меняться на $k$-том, $2k$-том, $4k$-том, и т.д. шаге итерации (11). Опуская в (11) шаги, не меняющие функций $S$ и $H$, и обозначая $a = s_k/s_0$, получим следующие итерационные уравнения:

$$S^{n+1} = S^n + a^{2^n} S^n_{2^n k}, \quad H^{n+1} = H^n + a^{2^n} H^n_{2^n k}\,, \tag{14}$$

где $S^0 = S$, $S^1 = S^0 - aS^0_k$, $H^0 = H$, $H^1 = H^0 - aH^0_k$.

Модифицированный метод значительно сокращает число итераций, необходимых для реконструкции. Так, если $N$— число итераций, необходимых для реконструкции методом пошагового сдвига, то число итераций $N^*$ модифицированным методом составит:

$$N^* = \log_2\left(\frac{N}{k}\right).$$

Например, даже при $k=1$, вместо 64 итераций, необходимых для реконструкции методом пошагового сдвига, потребуется всего 6 итераций модифицированным, вместо 128 – 7 итераций, вместо 256 – 8 и т.д.

Кроме того, если $a<1$, то амплитуда после-импульса в $S^n$ уменьшается в $a^{2^n}$ раз, и согласно (14) на столько же сокращаются искажения отклика $H^n$. В таблице 1 представлены искажения отклика основного импульса в процентах от соотношения амплитуд импульсов $a<1$ и числа итераций $n$ модифицированным методом. Так, при $a=0.3$ погрешность от после-импульса составляет 30%, но уже после второй итерации погрешность составит всего 0.8%.

Таблица 1. Искажения отклика основного импульса (%) при $n$ итерациях

| $a\backslash n$ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 0.9 | 90 | 81 | 65.61 | 43.05 | 18.53 | 3.434 |
| 0.7 | 70 | 49 | 24.01 | 5.77 | 0.332 | 0.001 |
| 0.5 | 50 | 25 | 6.25 | 0.391 | 0.002 | $2.33\cdot10^{-8}$ |
| 0.3 | 30 | 9 | 0.81 | $6.56\cdot10^{-3}$ | $4.30\cdot10^{-7}$ | $1.85\cdot10^{-15}$ |
| 0.1 | 10 | 1 | $10^{-2}$ | $10^{-6}$ | $10^{-14}$ | $10^{-30}$ |

На рисунке 3 представлены диаграммы реконструкции отклика при функции источника $S=u_{0\div3}+0.85\cdot u_{8\div11}$. Достаточно трёх итераций, чтобы реконструировать отклик.

В случае $a=1$ уменьшения амплитуды искажений не происходит, и реконструкция осуществляется исключительно путём вывода искажений за области определения.

В случае $a>1$ применение как метода пошагового сдвига, так и модифицированного метода приведёт к экспоненциальному росту искажений и к расходимости итерационной последовательности при реконструкции. Задачу можно решить, если моделировать импульс $S$ из (13) в виде:

$$S = s_0 u_0 + \sum_p \frac{s_k}{p} u_k\,, \tag{15}$$

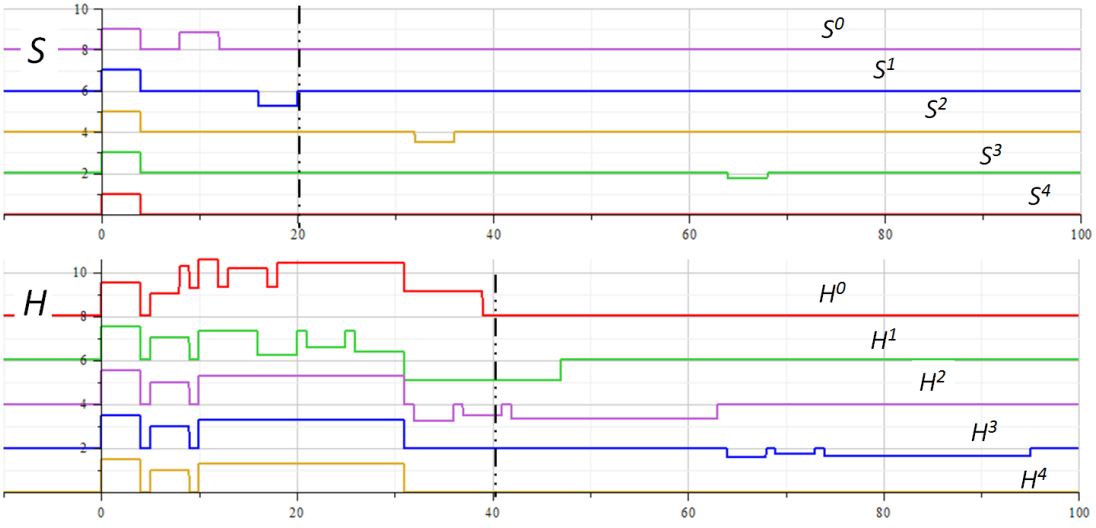


*Рис. 3.* Реконструкция отклика модифицированным методом

где число $p$ выбирается таким, чтобы $a = s_k/(ps_0) \leq 1$. Последовательно устраняя влияние $p$ после-импульсов с амплитудой $s_k/p$ модифицированным методом, можно решить задачу реконструкции.

Модифицированный метод реконструкции (14) и принцип моделирования импульса (15) позволяют решить задачу реконструкции для произвольного числа после-импульсов с произвольной амплитудой.

## 5. Повышение разрешающей способности

Возможность устранения влияния выбранных частей инициирующего импульса является важным достоинством модифицированного метода. Эту возможность можно использовать для реконструкции отклика спектрометра от инициирующего импульса меньшей длительности или с более короткими фронтами, что будет соответствовать повышению разрешающей способности спектрометра, превышающей его конструктивные параметры вплоть до физических ограничений.

Пусть функция источника $S$ и чистый отклик $H$ от него представлены в виде:

$$S = s_0 u_0 + s_0 u_1, \quad H = s_0 \sum_{m=M_0}^{M} h_m u_m + s_0 \sum_{m=M_0}^{M} h_m u_{m+1}, \tag{16}$$

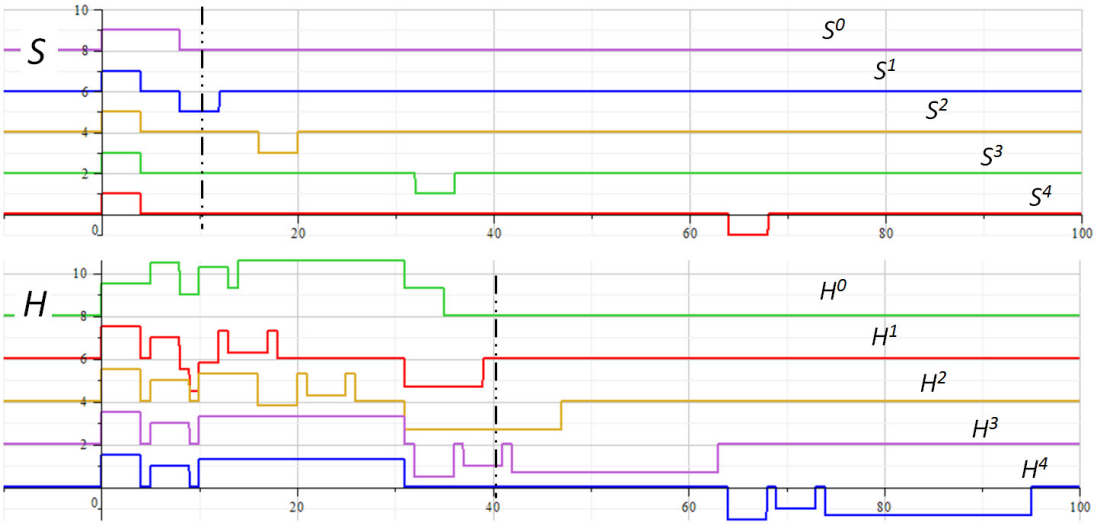


*Рис. 4.* Повышение разрешающей способности модифицированным методом

то есть функция источника $S$ представлена в виде двух последовательных инициирующих импульсов вдвое меньшей длительности.

Уравнение (16) является частным случаем (13) при $s_k = s_0$ и $u_k = u_1$ и к нему применим модифицированный метод реконструкции, при которой, по существу, будет получен отклик спектрометра от инициирующего импульса вдвое меньшей длительности, что означает повышение разрешающей способности спектрометра.

На рисунке 4 представлены диаграммы реконструкции отклика от импульса меньшей длительности при представлении функции источника $S = u_{0\div7}$ в виде $S = u_{0\div3} + u_{4\div7}$ Поскольку коэффициент $a = s_1/s_0 = 1$, то уменьшения амплитуды искажений не происходит и реконструкция осуществляется исключительно путём вывода искажений за область определения.

Аналогичным образом можно реконструировать отклик от импульса ещё меньшей длительности. Ограничивают возможность уменьшения длительности интервал дискретизации и физические процессы при образовании нейтронного потока и взаимодействия нейтронов с ядрами мишени.

Ещё одним ограничивающим фактором является наличие переднего фронта инициирующего импульса, при котором $s_0 < s_1 \cdots < s_{\max}$, поэто-

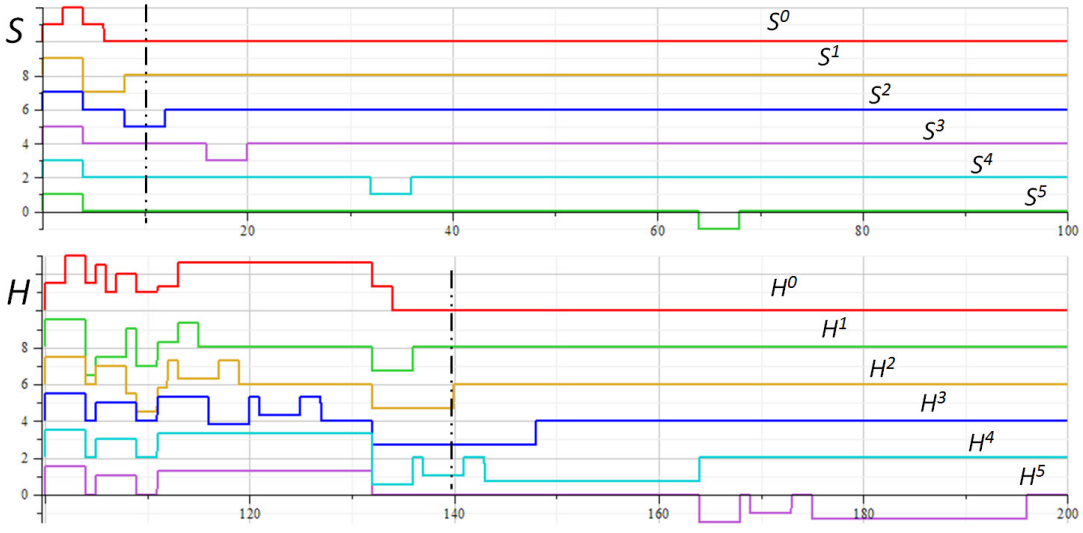


*Рис. 5.* Реконструкция отклика импульса с передним фронтом.

му коэффициент $a = s_k/s_0 > 1$, что приведёт к расходимости итерационной последовательности. Задачу можно решить, применяя метод моделирования импульса (15), но при этом может понадобиться большое число итерационных последовательностей. Сократить число итерационных последовательностей можно методом моделирования фронтов.

Так, для реконструкции отклика при функции источника $S = u_{0\div1} + 2u_{2\div3} + u_{4\div5}$ (см. рисунок 5) с помощью (15) потребуется как минимум три итерационных последовательности. Однако, представляя эту функцию в виде $S = u_{0\div3} + u_{2\div5}$, реконструировать отклик можно с помощью одной итерационной последовательности, что представлено на рисунке 5.

Поскольку коэффициент $a = s_1/s_0 = 1$, то уменьшения амплитуды искажений не происходит и реконструкция осуществляется путём вывода искажений за область определения. Для сокращения числа итераций может оказаться полезным переход к сходимым итерационным последовательностям, например, путём представления рассмотренной функции $S = u_{0\div3} + u_{2\div5}$ в виде $S = u_{0\div3} + \frac{1}{2}u_{2\div5} + \frac{1}{2}u_{2\div5}$. В этом случае потребуется две итерационных последовательности, но в них, согласно Таблице 1, всего три шага итерации, чтобы достигнуть точности 0.4%.

Таким образом, функция с фронтом может быть приведена к прямоугольному виду с помощью представления функции источника в виде:

$$S = \sum_k a_k U_k \text{, где } U_k = u_{k \div k+m} \text{ и } |a_k| \le 1. \qquad (17)$$

На практике, при сложной форме инициирующего импульса, возможно усреднить его до прямоугольника с длительностью, определяемой по полувысоте импульса. В этом случае точность реконструкции будет определяться этим усреднением.

На рисунке 6 представлены диаграммы реконструкции отклика спектрометра модифицированным методом с усреднением коэффициента преобразования $a$ по полувысоте инициирующего импульса в области резонансов, показанных на рисунке 1 в серии измерений 2. Реконструировалась область длительностью 400 каналов, что составляет 150 нс$\cdot$400=60 мкс. Значение коэффициента преобразования составило $a=0.5$, шаг итерации определялся исходя из задержки между основным и после-импульсом и составил 6 мкс. Трёх итераций оказалось достаточно для устранения ложных пиков, вызванных после-импульсом в серии 2.

Повышение разрешающей способности спектрометров по времени замедления сопряжено с большими техническими трудностями, такими как уменьшение длительности инициирующего импульса или увеличение пролётной базы. Так, например, для увеличения разрешающей способности в два раза требуется примерно вдвое увеличить пролётную

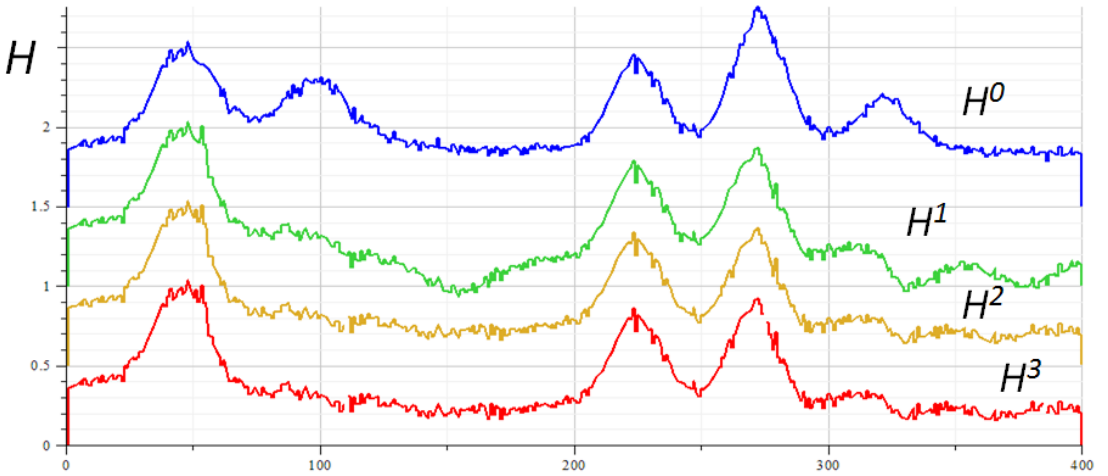


*Рис. 6.* Реконструкция отклика спектрометра ИЯИ РАН (Ta-181)

базу (в ТРОНС ИЯИ РАН с 50 до 100 метров), при этом интенсивность потока нейтронов упадёт примерно в четыре раза. Повышение разрешающей способности спектрометра математическими методами не требует больших затрат и является весьма перспективной возможностью.

## Заключение

Предлагаемые математические методы реконструкции откликов времяпролётных спектрометров позволяют путём обработки экспериментальных данных устранить искажения в них, вызванные нестабильностью инициирующих импульсов, и оптимизировать измерения. Эти методы также позволяют в определённых рамках повышать разрешающую способность существующих спектрометров, что является перспективной альтернативой техническим методам, сопряжённым с трудноразрешимыми научно-техническими проблемами и требующим больших материальных затрат.

### Список литературы


[1] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. — М: Наука, 1970.

[2] Рябов Ю.В. и др. Импульсный нейтронный источник на протонном пучке Московской мезонной фабрики. — М: ФТТ, т. 52, вып.5. С. 957–960, 2010.

[3] Владимиров В.С. Уравнения математической физики. — М: Наука, 1981.