

МЕТОД ПСЕВДОСТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИИ В НЕЙТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

Н. Кроо, Л. Чер

Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна

Дан обзор применения метода псевдостатистической модуляции в нейтронной спектроскопии. Приведены результаты, демонстрирующие эффективность метода.

Various applications of the pseudostatistical modulation method are reviewed. The results presented here demonstrate its high efficiency.

ВВЕДЕНИЕ

Идея применения корреляционной техники для исследования в различных областях науки и техники [1, 2, 3], в том числе для изучения процессов рассеяния медленных нейтронов, не нова [4—6]. Перспективность ее применения для решения ряда интересных твердотельных задач несомненна, о чем свидетельствует широкое распространение корреляционной методики. В настоящее время установки с корреляционной методикой используются в следующих научных центрах: Аргоннская национальная лаборатория (США); Институт Лауэ — Ланжевен (Гренобль, Франция); Центр ядерно-физических исследований (Гренобль); Институт ядерной физики (Карлсруэ, ФРГ); Технический университет (Мюнхен, ФРГ); Институт физики твердого тела (Юлих, ФРГ); Центральный институт физических исследований (Будапешт, Венгрия); Объединенный институт ядерных исследований (Дубна, СССР). Плодотворность метода особенно ярко проявляется в его многообещающих применениях на импульсных источниках нейтронов [7—9].

В 1972 г. была опубликована обзорная статья Глезера [10] о некоторых результатах в области корреляционной нейтронной спектроскопии, но частный характер охваченного материала и полное отсутствие списка литературы существенно снижают

ценность этого обзора. Поэтому авторы настоящей статьи считают небесполезным опубликовать новый, более полный обзор метода с момента зарождения идеи до его различных применений. При этом авторы старались не вдаваться в детали, а только затронуть основные аспекты корреляционной спектроскопии; подробное изложение читатель может найти в работах, перечисленных в списке литературы.

1. ОСНОВНАЯ ИДЕЯ МЕТОДА КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ТЕХНИКИ

Для измерения любого процесса рассеяния нейтронов необходимо иметь информацию о значении энергии и импульса каждого нейтрона до и после акта взаимодействия с рассеивающим объектом. Среди разных способов измерения указанных величин важное место занимает метод времени пролета, который сводит определение энергии и импульса к измерению времени пролета нейтрона от источника (или от некоторого эквивалентного ему места, например от щели прерывателя) до детектора. При этом число зарегистрированных нейтронов в момент t выражается через интеграл свертки:

$$Z(t) = \int_0^t S(t-t') a(t') dt' + b(t), \quad (1)$$

где функция $a(t')$ описывает вид падающего спектра; $S(t)$ характеризует физические свойства исследуемого образца; $b(t)$ описывает поведение немодулированного фона.

Данная ситуация хорошо известна из теории информации [11], где задача формулируется следующим образом: как определить характеристическую функцию $S(t)$ системы, если на ее вход подается известный сигнал $a(t)$, а на выходе наблюдается функция отклика $Z(t)$?

В силу линейного характера интегрального уравнения (1) имеется много способов определения $S(t)$; здесь мы рассмотрим три, наиболее распространенных из них. Первый способ предполагает подачу сигнала $a(t) \sim \delta(t)$. Второй метод основан на применении периодического входного сигнала с последовательным повторением измерения при разных частотах и с последующим преобразованием Фурье полученных результатов (см., например, [12]). А третьему, корреляционному методу посвящен настоящий обзор. В основу этого метода заложена идея, что в принципе возможно выбрать вид функции $a(t)$ таким образом, чтобы автокорреляционная функция C_{aa} имела вид дельта-функции:

$$C_{aa}(t-t'') = \int_{-\infty}^{\infty} a(t-t') a(t'-t'') dt' \sim \delta(t-t''). \quad (2)$$

Легко показать, что при таком «возбуждении» системы корреляция функции ответа с возбуждающим сигналом имеет желаемый вид:

$$\int_{-\infty}^{\infty} Z(t) a(t-t'') dt = \int_{-\infty}^{\infty} S(t') dt' \int_{-\infty}^{\infty} a(t-t') a(t-t'') dt = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} S(t') \delta(t' - t'') dt' = S(t''). \quad (3)$$

Свойством (2) обладает белый шум. Если среднее значение шумового сигнала равно нулю, то в процедуре корреляционного счета вклад фона $b(t)$ существенно уменьшается, в частности в случае $b(t)$ константа просто превращается в нуль. На практике, однако, неосуществимы измерения с бесконечно длинным входным сигналом, имеющим среднее значение, равное нулю, и требуется заменить функцию белого шума на нечто более доступное.

Оказывается, что существует такая конечная последовательность a_i , состоящая из нулей и единиц, которая обладает свойствами [13]:

$$\sum_{i=0}^{N-1} a_i = m$$

и (4а)

$$\sum_{i=0}^{N-1} a_{i+j} a_{i-k} = C_{aa}(j-k) = \begin{cases} m, & \text{если } j-k=0, \pm N, \pm 2N \dots; \\ K & \text{во всех остальных случаях,} \end{cases}$$

или же

$$C_{aa}(j-k) = m(1-c)\delta(j-k) + mc. \quad (4б)$$

Здесь m — число единиц в данной последовательности, N — ее длина, а $K = m(m-1)/(N-1)$. Число $c = (m-1)/(N-1)$ характеризует «рабочий цикл» данной последовательности. Этот ряд, названный не очень удачно псевдослучайным рядом, является оптимальным среди известных бинарных рядов, аппроксимирующих белый шум [14].

При такой записи выражение (1) преобразуется к дискретному виду

$$Z_n = \sum_{i=0}^{N-1} S_i a_{n-i} + b. \quad (5)$$

Здесь и в дальнейшем ради простоты фон считаем не зависящим от времени, т. е. от индекса n .

Корреляция Z_n с последовательностью $\{a_i\}$ имеет следующий вид:

$$I_r = \frac{1}{m} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{a_{n-r-c}}{1-c} Z_n - \frac{b}{m}. \quad (6)$$

Подставляя сюда (5) и используя свойства (4), получаем

$$I_r = S_r + \frac{c}{1-c} \sum_i S_i - \frac{b}{1-c}. \quad (7)$$

Последняя формула показывает, что содержание r -го канала помимо полезного сигнала S_r содержит некую добавочную фоновую линию, значение которой пропорционально суммарному полезному сигналу. Легко получить выражение для статистической точности величины I_i в корреляционном методе:

$$\text{Var } I_i |_{\text{корр}} = m^{-1} (1-c)^{-1} [(1-2c) I_i + cNI + (1-c/m)b], \quad (8)$$

где $\text{Var } I_i$ обозначены диагональные элементы матрицы ошибок. Выражение (8) позволяет сравнивать корреляционный метод с обычным методом времени пролета. Такое сравнение обычно проводится при рассмотрении селектора дискового типа во избежание сложности, которые непременно возникают в случае сравнения с селектором Ферми [15], имеющим другой тип пространственного разрешения. При этом для функции пропускания с прямоугольными переходами из положения 0 в 1 и обратно можно показать, что

$$g^2 = \frac{\text{Var } I_i |_{\text{обычн}}}{\text{Var } I_i |_{\text{корр}}} = \frac{[c(N-1)+1](1-c)}{(1-2c) + c\{N+\beta(2-[c(N-1)+1]-1)\}(\alpha_i+\beta)^{-1}}, \quad (9)$$

где $\alpha_i = S_i/\bar{S}$; $\beta = b/\bar{S}$; $\bar{S} = (1/N) \sum_{i=0}^{N-1} S_i$; g^2 называется фактором выигрыша и его величина характеризует ситуацию, в которой та или иная из двух методик измерения оказывается более выгодной с точки зрения статистической точности [15–20]. В наиболее простом случае ($c \sim N/2 \gg 1$ и прямоугольный сигнал) корреляционный метод будет более эффективным, если выполняются следующие условия, которые легко получить из соотношения (9):

$$\alpha_k + \beta > 2, S_k/\bar{S} + b/\bar{S} > 2. \quad (10)$$

Анализ (10) показывает, что применение корреляционного метода выгодно для тех каналов спектра, где полезный сигнал хотя бы в два раза превосходит среднее число отсчетов по всему зарегистрированному спектру, а также для всех каналов, в которых

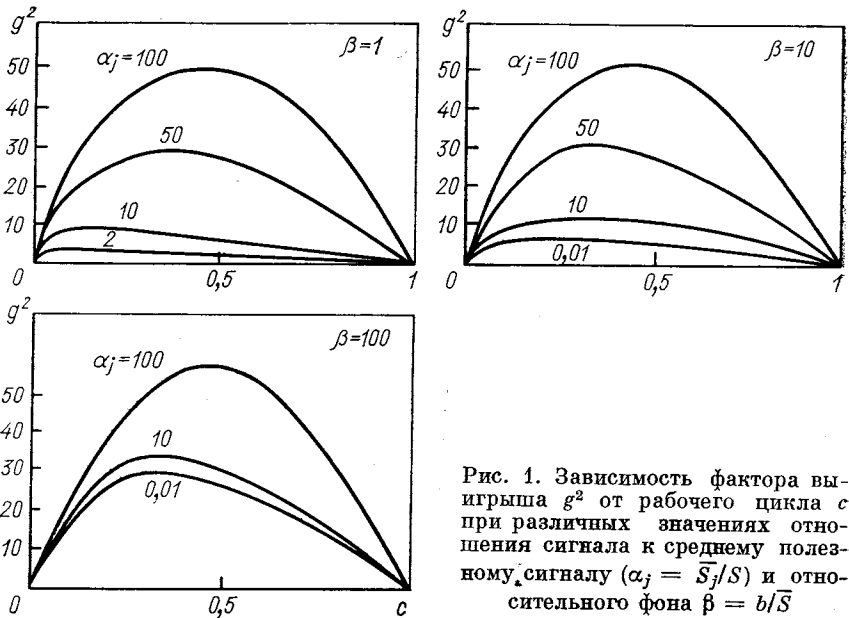


Рис. 1. Зависимость фактора выигрыша g^2 от рабочего цикла c при различных значениях отношения сигнала к среднему полезному сигналу ($\alpha_j = \bar{S}_j/S$) и относительного фона $\beta = b/\bar{S}$

фон в два раза больше, чем средний полезный сигнал. Следовательно, точно ответить на вопрос, какой метод из двух рассмотренных является более выгодным, можно, только если известны фоновые условия и известно, какая часть спектра нас больше всего интересует.

Таблица 1

$(S+b)/\bar{S} = \alpha + \beta = d$	Оптимальный рабочий цикл
$1/2 < d$	1/2
$1/10 < d < 1/2$	1/3
$1/22 < d < 1/10$	1/5
$1/46 < d < 1/22$	1/5
$1/82 < d < 1/46$	1/7

Нелинейная зависимость отношения (9) от рабочего цикла c позволяет поставить вопрос, нельзя ли процесс измерения оптимизировать по c в зависимости от фоновых условий. Оказывается, что такая оптимизация действительно имеет место [21—24], причем пропускающая поверхность должна уменьшаться при уменьшении отношения $(S_h + b)/\bar{S}$.

т. е. приближаться к ее значению в обычной методике, в полном соответствии с условиями (10) (рис. 1, табл. 1).

2. РЕАЛИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Модуляция пучка достигается двумя путями: либо в пучок вносится поглощающее вещество Cd, Gd₂O₃ в необходимой последовательности, либо, в случае поляризованных нейтронов, меняет-

ся по заданному закону их поляризация [5, 25, 26]. В большинстве случаев реализуется первый вариант [27—31]. Пучок модулируется при помощи быстро вращающегося диска, на который нанесен

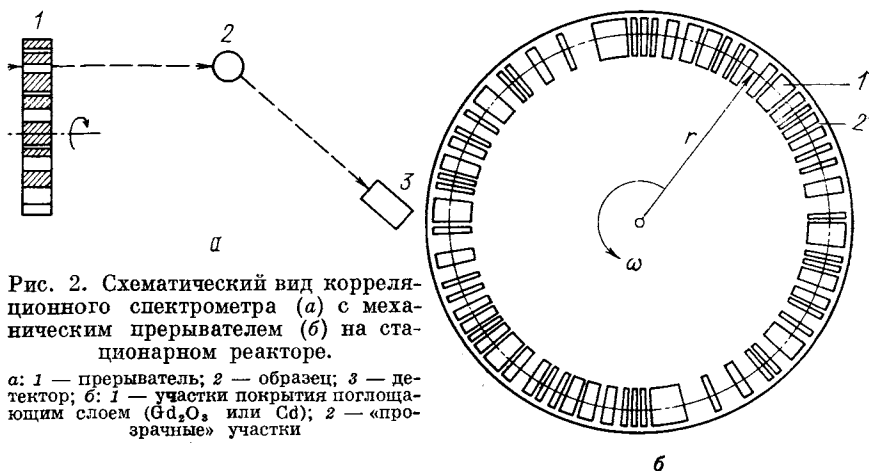


Рис. 2. Схематический вид корреляционного спектрометра (а) с механическим прерывателем (б) на стационарном реакторе.

а: 1 — прерыватель; 2 — образец; 3 — детектор; б: 1 — участки покрытия поглощающим слоем (Gd_2O_3 или Cd); 2 — «прозрачные» участки

псевдослучайный ряд в виде последовательности поглощающих и пропускающих участков (рис. 2). Во втором случае пучок поляризованных нейтронов пропускается через спин-флиппер (рис. 3).

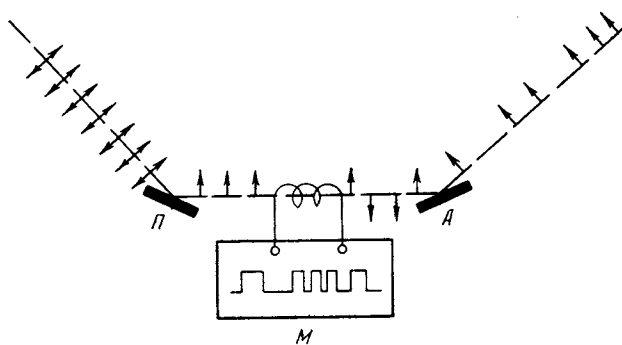


Рис. 3. Схема модулятора пучка поляризованных нейтронов:

П — поляризатор; А — анализатор; М — блок управления спин-флиппером с генератором псевдослучайного ряда

Оба случая реализуемы в двух вариантах. В первом из них монохроматизируется падающий пучок [5, 25—31], а во втором падающий пучок является белым; фиксируется значение энергии рассеянных нейтронов [32]. (Отметим, однако, что все действующие

установки работают по первому| принципу, а метод обратной геометрии остался только в проекте.)

Естественно, функции пропускания и разрешения будут иметь различный вид в двух приведенных выше способах, а именно: функция пропускания

$$T^R(t) = \frac{I_0}{2} (1 + a(t)) \begin{cases} \text{прямоугольная для} \\ \text{«спин-флип»-случая} \\ \text{трапециевидальная для} \\ \text{вращающегося диска,} \end{cases}$$

функция разрешения, связанная с автокорреляцией псевдослучайного ряда,

$$\varphi(t) = \Phi(t) - 1/N, \quad (11)$$

где

$$\Phi(t) = (1/T) \int_0^T a(t') a(t' - t) dt'. \quad (12)$$

Здесь T — период повторения псевдослучайного ряда.

Для прямоугольного сигнала имеем

$$\varphi_{\pm}^R(t) = \begin{cases} (1 + 1/N)(1 - |t|/\Delta t) & \text{при } |t| \leq \Delta t; \\ 0 & \text{при } |t| > \Delta t, \end{cases} \quad (13)$$

где Δt — временная ширина наименьшей щели прерывателя.

Та же функция для трапециевидального сигнала:

$$\varphi_{\pm}^{Tr}(t) =$$

$$= \begin{cases} (1 + 1/N)(|t|^3/2 - |t|^2 + 2/3) & \text{при } |t| \leq \Delta t; \\ (1 + 1/N)(-|t|^3/6 + |t|^2 - 2|t| + 4/3) & \text{при } \Delta t \leq |t| \leq 2\Delta t; \\ 0 & \text{при } |t| \geq 2\Delta t, \end{cases} \quad (14)$$

т. е. кривая близка к гауссовой кривой с шириной $\sim 1,44\Delta t$ (рис. 4) [6, 30].

Оказывается, что статистический разброс измеренной интенсивности и вид функции разрешения взаимосвязаны [29]. Чтобы показать это, преобразуем выражение $\text{Var } I_k$ к следующему виду:

$$\text{Var } I_k = \frac{2}{(N+1)} \sum_{i=1}^N a_i^2 (Z_{ik} + 4b_{ik}) = \frac{2}{(N+1)} \bar{a}^2 (Z_{\text{tot}} + 4b), \quad (15)$$

где

$$Z_{\text{tot}} = N [(N+1)\bar{I}/2 + b],$$

а \bar{a}^2 — средний квадрат функции входного сигнала. Для прямоугольного сигнала $\bar{a}^2 = 1$, а для трапецидального $\bar{a}^2 = 2/3$. Следовательно, $\text{Var } I_r$ меньше для последнего. Однако этот выигрыш сопровождается ухудшением разрешения [ср. (13) и (14)].

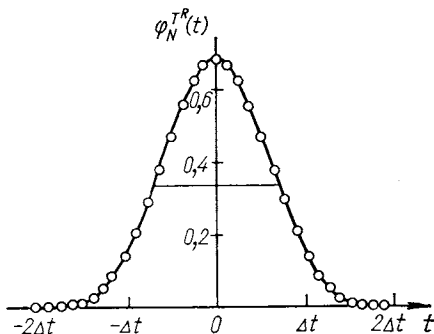


Рис. 4. Функция разрешения в случае механического прерывателя по работам [5, 30]:

— расчетная кривая; O — экспериментальные данные

Что касается недиагональных членов матрицы ошибок, т. е. $\text{cov}(I_r, I_{r'})$, то, как это показано в работе [15],

$$\text{cov}(I_r, I_{r'}) = \frac{AN+1}{2(N-2)} I_0 [S(r) + S(r') - \bar{S}] - b. \tag{16}$$

Если $S(r)$ слабо меняется от канала к каналу, то

$$S(r) \sim S(r') \sim \bar{S}$$

и

$$\text{cov}(I_r, I_{r'}) \sim (1/N) \text{Var } I_r, \tag{17}$$

так что недиагональные члены малы по отношению к диагональным. В обратном случае для оценки статистической ошибки параметров аппроксимирующих кривых, необходимых при математической обработке результатов, например, методом наименьших квадратов, необходимо правильно учитывать члены типа $\text{cov}(I_r, I_{r'})$, что несложно усложняет упомянутую процедуру. Формула (17) наглядно демонстрирует, почему необходимо выбирать N как можно больше (в пределах возможности регистрирующего устройства). (Некоторые проблемы расчета корреляционных спектров в случае конкретной параметризации (например, при наличии пиков гауссовой формы) рассматриваются в работе [33].)

Можно показать, что целесообразно выбрать ширину памяти временного анализатора в целое число раз (скажем, h раз) меньше, чем ширина элементарной щели корреляционного прерывателя. Во-первых, если изучаемый спектр состоит из острых пиков, то необходимо иметь на одном пике около десятка точек, чтобы получать информацию, не слишком загрубленную ухудшением разрешения за счет ширины канала регистрирующего устройства.

Во-вторых, возникает небольшой дополнительный выигрыш в относительной статистической точности ($\text{rel Var } I$), который в пределе ($h \rightarrow \infty$) достигает значения $2/3$ [15].

При технической реализации псевдостатистической модуляции стационарного пучка необходимо обратить особое внимание на высокую степень стабилизации фазы и числа оборотов вращающегося диска. Чтобы иметь хорошее разрешение, число оборотов

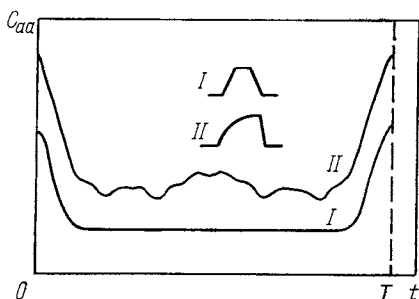


Рис. 5. Схематический вид автокорреляционной функции C_{aa} в случае симметричной (I) и асимметричной (II) функций пропускания

выбирается $\sim 10\,000$ об/мин. Поэтому легкий диск из специального алюминиевого сплава обычно вращается в вакууме [30], что влечет за собой необходимость решения целого ряда технических вопросов (например, вакуумное уплотнение оси вращения).

Далее, важным фактором является степень точности нанесения поглощающего слоя на периферию диска. Разного рода неаккуратности (в том числе неровная толщина слоя, неопределенные края сегментов и т. п.) приводят к появлению значительных флуктуаций в измеряемом спектре [24], что, по-видимому, особенно опасно в случае присутствия в спектре сильных (обычно упругих) линий. Одним из возможных источников возникновения флуктуаций является отличие наклона фронта нарастания от фронта спада функции пропускания. Автокорреляционная функция C_{aa} является гладкой кривой в случае симметричной функции пропускания I (рис. 5). При возникновении асимметрии появляются флуктуации II. Детальное описание способа изготовления механического прерывателя нужного качества приведено в работе [30].

Центральное место в методе корреляционной техники занимает проблема запоминания и обработки информации. На ранней стадии развития методики (60-е годы) обычно создавались целевые приборы, которые после накопления информации по способу «hardware» преобразовывали измеренный их спектр в коррелированный (см., например, [5]), или же проводилась обработка на ЭВМ после переноса информации в ее память [8, 29]. Такая процедура, однако, отрывает процесс измерения от процесса «проявления» информации, что, в свою очередь, лишает эксперимента-

тора возможности своевременно вмешиваться в ход эксперимента. Выход из положения возможен при использовании метода «on-line», что предполагает наличие либо быстродействующей электроники, как в случае реверсивного метода [12, 34], либо ЭВМ [35, 36].

3. ОБОБЩЕНИЯ МЕТОДА

Вскоре после появления первых сообщений об успешном применении корреляционной техники в нейтронной спектроскопии появились первые попытки обобщить метод. Одно из направлений развития было стимулировано стремлением отделить упругую и неупругую части спектра друг от друга [37, 38]. То обстоятельство, что при монохроматизации падающего пучка теряется заметная часть спектра, заставляет искать новые, более эффективные методы применения корреляционной техники. Другим направлением развития является псевдостатистическая модуляция, осуществляемая изменением направления поляризации нейтронов при помощи спин-флиппера, имеющая ряд специфических возможностей [26, 39].

Методы разделения упругой и неупругой компонент спектра. Необходимость фильтрации спектра, если в нем имеется интенсивная упругая линия, видна из формулы (8), согласно которой статистический разброс в основном определен суммарным счетом. Эффективность метода была показана при помощи машинного эксперимента [24].

На практике фильтрация реализуется при помощи двух независимых псевдостатистических модуляторов с некоррелированными псевдослучайными рядами a_i и b_i [25, 40] (рис. 6). При этом окна (пропускающие щели) одного модулятора управляют детектором, т. е. детекторы запираются на время открывания щели этого модулятора со сдвигом, соответствующим скорости «нежелательных» нейтронов.

Регистрируемая интенсивность может быть записана в виде

$$Z_{i_1} = \sum_{i_2=1}^N S_{i_2} a_{i_1-i_2} b_{i_1+k-i_2} + b, \quad (18)$$

а запирающий сигнал имеет форму

$$\bar{b}_{i_1} = 1 - b_{i_1-\tau_0} R(t - t_{i_1-\tau_0}), \quad (19)$$

где τ_0 — время сдвига; R — функция формы импульса запираения. В таком случае, если регистрация событий велась по псевдослучайному ряду a_i , корреляционный счет для каналов при запрещенной энергии нейтронов приводит к результату

$$(I_{Za})_{i=\tau_0} = \frac{m_a m_b (1 - c_b) c_a}{N} \left(\sum_{i=1}^N S_i - S_{\tau_0} \right) + m_a \left(1 - \frac{m_b}{N} \right) b, \quad (20)$$

а для всех остальных энергий

$$(I_{Za})_{i \neq \tau_0} = \frac{m_a m_b (1 - c_b)}{N} \left[(1 - c_a) S_i - c_a \sum_{i=1}^N (S_i - S_{\tau_0}) \right] + m_a \left(1 - \frac{m_b}{N} \right) b. \quad (21)$$

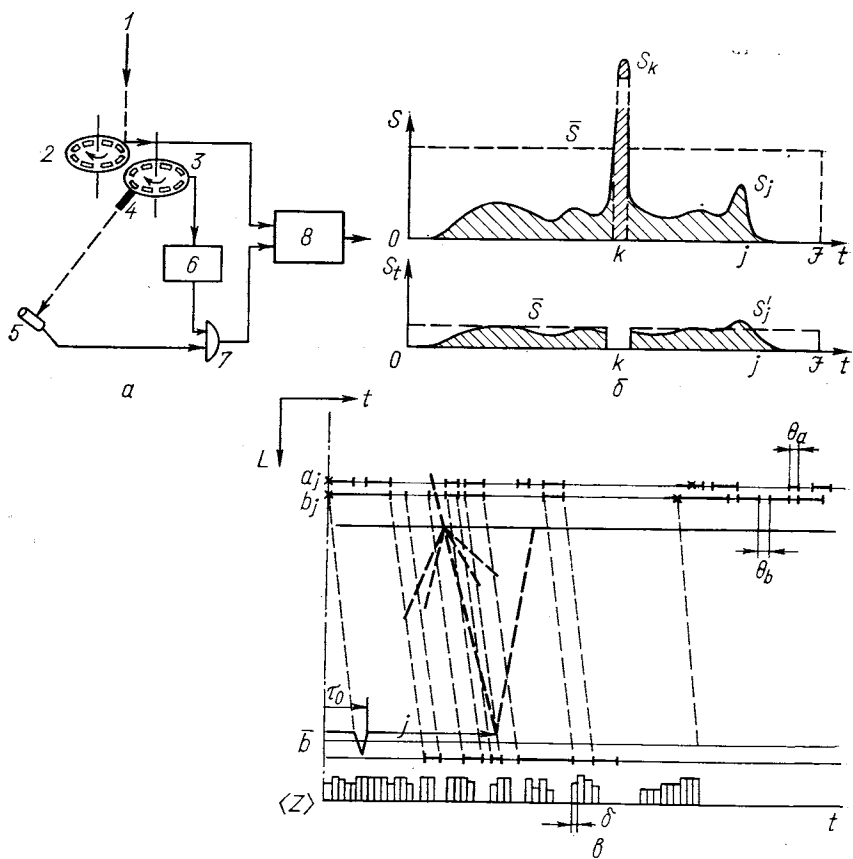


Рис. 6. Схема устройства для фильтрации нежелательной части спектра при помощи двух модуляторов (а), эффект фильтрации (б), диаграмма времени — пролетная база (с).

а: 1 — падающий пучок нейтронов; 2 — основной модулятор; 3 — модулятор, управляющий заперением детекторов; 4 — образец; 5 — детектор; 6 — блок заперения детектора; 7 — ворота для заперения; 8 — запоминающее устройство; б: \bar{S} значительно превосходит пик S_j в k -м канале (верхний рисунок); после удаления пика S_k (нижний рисунок) \bar{S} будет ниже S_j ; в: a_j — основной модулятор с шириной наименьшего элемента θ_a ; b_j — запирающий модулятор с шириной наименьшего элемента θ_b ; δ — ширина канала запоминающего устройства; $\langle Z \rangle$ — спектр на детекторе

Из формул (20) и (21) нетрудно установить, что в корреляционном спектре величина S_{τ_0} , соответствующая упругому пику, отсутствует, интенсивность полезного сигнала уменьшена на фактор $c_a(1 - c_b)$, а интенсивность фона уменьшена на фактор $1 - c_b$. Рассмотрение стайстической точности показывает, что фильтрацию выгодно применять при малом значении α_j или при большой величине отношения $s_{\tau_0} / (N \langle S \rangle - S_{\tau_0})$. Данный метод был проверен экспериментально с положительным результатом [25].

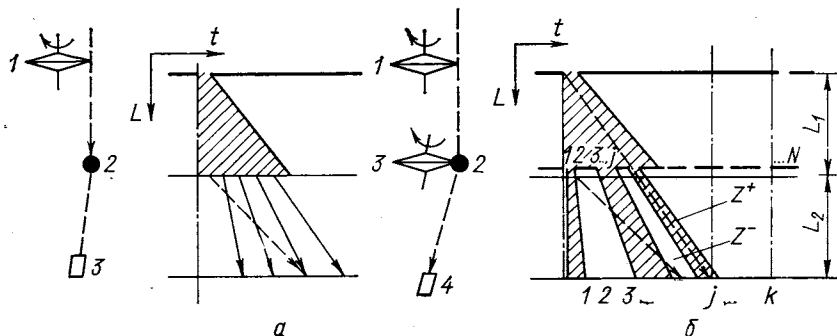


Рис. 7. Схема устройства и диаграмма пролетное время — пролетная база в эксперименте по рассеянию нейтронов:

а: 1 — прерыватель обычного типа — источник полихроматического импульса нейтронов, спектр рассеяния которых содержит упругие (сплошные линии на диаграмме с правой стороны), а также неупругие события рассеяния (пунктир); 2 — образец; 3 — детектор; б — расположенный перед образцом 2 корреляционный прерыватель 3 создает «тени» (Z^-) и «освещенные» области (Z^+) на детекторе 4

Что касается другого способа фильтрации [37, 38], то он применим в сочетании с импульсным источником (например, с прерывателем общепринятого типа, установленным на пучке стационарного реактора) (рис. 7). Из рис. 7 видно, что «проекция» щелей прерывателя на детектор выделяет временные участки, куда могут попадать нейтроны в результате и упругих, и неупругих процессов (Z^+). В теньевые области попадают только неупруго рассеянные нейтроны (Z^-). Ясно, что в случае, когда частоты первого и второго прерывателей не имеют общего делителя (являются простыми числами друг по отношению к другу), со временем весь падающий спектр нейтронов будет с равным весом представлен в картине рассеяния. В результате вычитания из $\langle Z^+ \rangle$ величины $\langle Z^- \rangle$ получим спектр, содержащий только упруго рассеянные нейтроны:

$$\langle Z_j^+ \rangle = \langle Z_j^- \rangle - c/1 - c \langle Z_j^- \rangle. \quad (22)$$

Последнее выражение после корреляционного расчета дает

$$\langle Z_j^* \rangle = \frac{m}{N} \sum_{j'=1}^N S_{j-j'}^{(\text{упр})} S_{j-j'} + b \frac{m/N - c}{1-c}. \quad (23)$$

Статистический разброс измеренного спектра состоит из трех частей: $\sigma_1^2 = \frac{1-2c}{1-c} \langle Z_j^* \rangle$ — статистической погрешности упругой части спектра, $\sigma_2^2 = \frac{c}{1-c} \alpha_j \langle Z_j^* \rangle$ — неупругой части спектра, $\sigma_3^2 = \frac{1}{1-c} \beta \langle Z_j^* \rangle$ — некоррелированного фона.

Первое применение метода и детальное исследование разрешающей способности описано в работе [41].

Методы получения двухмерных спектров рассеяния. Несмотря на успехи описанных выше идей в корреляционной технике, полученные до сих пор результаты, однако, не могли полностью удовлетворить исследователей. На стационарных реакторах для измерения требуется монохроматизация падающего пучка [5, 28, 29], в противном случае удается получить только упругую часть спектра рассеяния [33].

Первое предложение увеличить эффективность метода принадлежит Хоссфельду и Амадори [42, 43]. Полихроматический и псевдослучайно модулированный пучок падает на ряд монохроматизирующих монокристаллов, отражаясь от них, попадает на образец и регистрируется детектором (рис. 8, а). Выбором расстояния монохроматор — образец можно добиться того, чтобы спектры рассеяния от разных падающих длин волн не перекрывались. Во втором варианте (рис. 8, б) пучок поляризованных нейтронов падает на систему магнитных монокристаллов, намагниченность которых модулируется по псевдослучайному закону. Обе системы оказываются слишком сложными и трудными для реализации.

Третий метод, предложенный теми же авторами [43], позволяет использовать довольно большую часть потока падающих нейтронов (точнее, $\sim 25\%$). Два псевдослучайных прерывателя, расположенных, как показано на рис. 8, в, вращаются произвольным образом. При этом не требуется вводить сдвиг фаз между ними, а важным условием является некоррелированность двух псевдослучайных рядов, соответствующих их модуляции. (Случай несинфазного движения [28, 44] здесь не рассматриваем, поскольку он имеет меньшую практическую ценность.) Каждое событие (попадание нейтронов в детектор) можно охарактеризовать индексом k , связанным с положениями прерывателей следующим образом:

$$Z_k = \sum_{i=0}^{N_x-1} \sum_{j=0}^{N_y-1} S_{ij} x_{k-i} y_{k-j} + b. \quad (24)$$

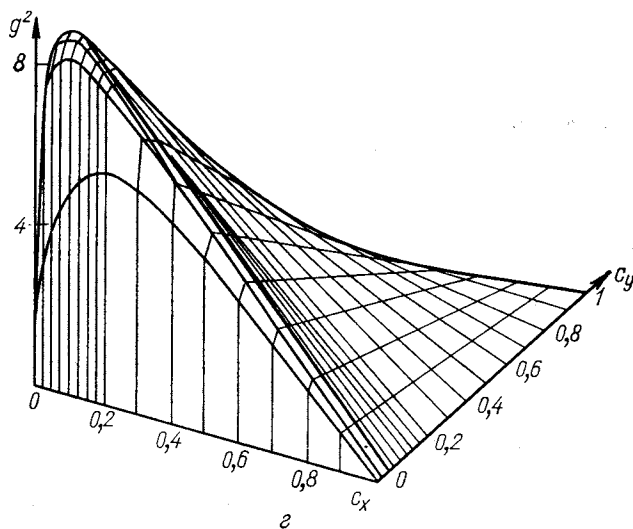
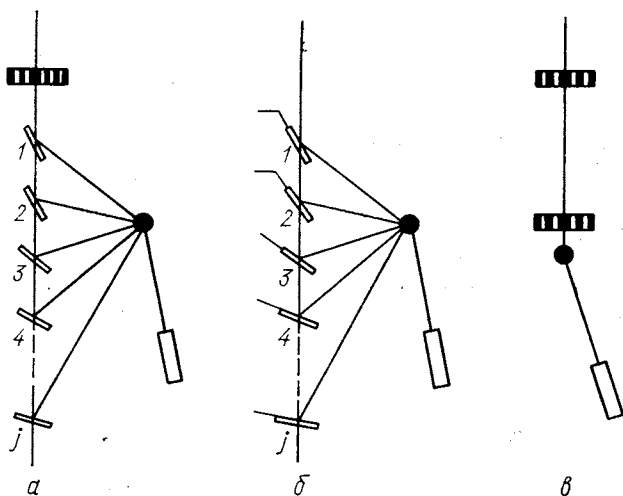


Рис. 8. Схемы установки с псевдостатистическим прерывателем и с монохроматизирующими монокристаллами ($1, 2, \dots, J$) (а); корреляционного спектрометра поляризованных нейтронов с магнитными монокристаллами ($1, 2, \dots, J$), намагниченность которых модулируется псевдослучайным образом (б); корреляционного спектрометра с двумя псевдослучайными прерывателями (в) и фактор выигрыша g^2 как двумерная функция рабочих циклов прерывателей (г).

Поверхность g^2 имеет отчетливый максимум, соответствующий оптимальму

Причем «длина» спектра $N_z = N_x N_y$. Корреляционный счет, выполненный по обоим псевдослучайным последовательностям, позволяет определить функцию рассеяния

$$S_{uv} = \frac{1}{m_x m_y} \sum_{k=0}^{N_z-1} \left(\frac{y_{k-u-v} - c_x}{1 - c_x} \right) \left(\frac{y_{k-v} - c_y}{1 - c_y} \right) + \frac{b}{m_x m_y}, \quad (25)$$

где c_x и c_y — рабочие циклы первого и второго прерывателей соответственно. Громоздкие формулы для $\text{Var } S_{uv}$ и для определения соответствующего фактора выигрыша вместе с процедурой оптимизации последнего читатель может найти в работе [43]. На рис. 8, г изображена поверхность фактора выигрыша над

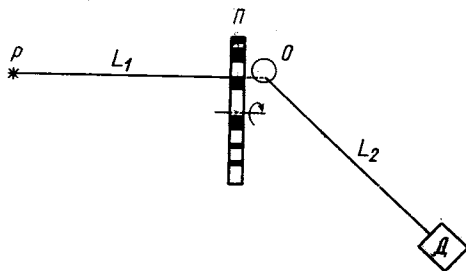


Рис. 9. Схема корреляционного спектрометра на импульсном реакторе:

Р — реактор; П — псевдостатистический прерыватель; О — образец; Д — детектор

плоскостью величин рабочих циклов псевдостатистических прерывателей. Недостатком приведенного метода является помимо необходимости регистрирующей памяти большого объема довольно длительная процедура корреляционного счета, что, в свою очередь, определяет судьбу данного предложения (т. е. оно откладывается до эры больших быстродействующих и дешевых вычислительных машин).

Намного более эффективным кажется предложение [7, 8], согласно которому возможности импульсного источника нейтронов сильно расширяются при правильном использовании корреляционной техники (ранние попытки [45, 46] сочетать импульсный источник нейтронов с корреляционной методикой не обещали большой выгоды).

Расположим прерыватель, который вращается не в фазе с периодическими вспышками реактора, непосредственно перед образцом на расстоянии L_1 от реактора (рис. 9). Пусть нейтроны, зарегистрированные детектором, расположенным от образца на расстоянии L_2 , запоминаются по двум признакам: k — положение прерывателя в момент прихода нейтрона в детектор и i — время,

необходимое нейтрону для пролета расстояния $L = L_1 + L_2$. Тогда для функции рассеяния (которая включает в себя в качестве множителя функцию распределения падающих нейтронов по энергии) и измеренного спектра можно вывести соотношение

$$Z_{ik} = \sum_{j=0}^{N-1} a_{k-j} S_{ij} + b. \quad (26)$$

В результате обычного корреляционного счета для каждого значения полного времени пролета i имеем

$$I_{i\tau} = \frac{1}{m} \sum_{k=0}^{N-1} \left(\frac{a_{k-\tau-c}}{1-c} \right) Z_{ik} - \frac{b}{m}. \quad (27)$$

Путем несложных рассуждений при помощи диаграммы на рис. 10, легко установить, что индекс τ соответствует времени пролета

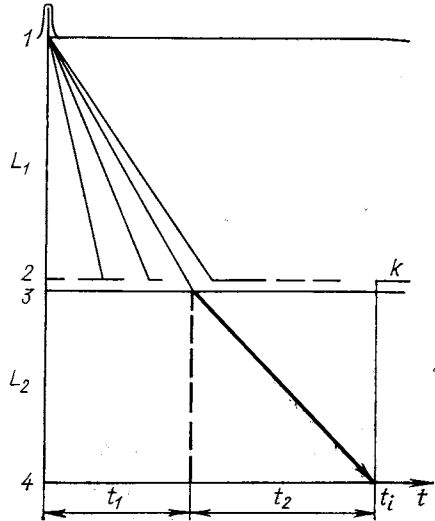


Рис. 10. Диаграмма пролетное время — пролетная база корреляционного спектрометра на импульсном реакторе:

1 — место и время вспышки реактора; 2 — щели псевдостатистического прерывателя; 3 — образец; 4 — детектор

нейтрона t_2 на второй базе L_2 . Таким образом, экспериментатор располагает всеми необходимыми сведениями о каждом зарегистрированном нейтроне. Действительно, пусть спектр рассеяния образца содержит один единственный неупругий пик. Нейтроны, рассеянные образцом, могут быть зарегистрированы в ячейке с индексами t_i, k только в том случае, если прерыватель был открыт в момент прихода нейтронов к образцу t_1 , т. е. если элемент прерывателя номера $k + t_2/\Delta t_2$ соответствует открытому состоянию (Δt_2 равняется временной ширине кратчайшего пропускающего элемента прерывателя). Следовательно, в t_i -м сегменте будут

заполнены все каналы k , для которых выполняется указанное выше условие, а все остальные будут пустыми. В то же время это означает, что заполнение

этого сегмента повторяет псевдослучайный ряд прерывателя со сдвигом $t_2/\Delta t_2$, что, в свою очередь, будет равно параметру сдвига τ в формуле (27) (рис. 11, а).

Спектр рассеяния нейтронов располагается над плоскостью t , t_2 , причем все упругие пики находятся на прямой с наклоном L_2/L . Выше этой прямой будут события с потерей энергии, а ниже — с приобретением нейтроном энергии. Очевидно, что реальным событиям соответствуют только те точки плоскости (t, t_2) , для которых имеет место соотношение $t_2 \leq t$ (рис. 11, б). В силу этого спектр рассеяния оказывается «зажатым» в одну восьмую часть плоскости. Сам спектр состоит из M некоррелированных сегментов, где M — число временных каналов. Корреляция имеет место только внутри сегментов. Поскольку при этом пики в пределах одного сегмента (чаще всего один упругий пик в со-

Рис. 11. Сдвинутый псевдослучайный ряд прерывателя i -го сегмента в виде заполненных (заштрихованные области) и пустых ячеек памяти на плоскости (k, t) (а) и схематический вид спектра рассеянных нейтронов на плоскости (t_2, t) (б).

Δt — ширина канала, в канале $\tau_2^{(i)}$ появляется острый пик; I — область, не содержащая физической информации; II — область местонахождения событий рассеяния с потерей энергии нейтронов; III — область с выигрышем энергии нейтронов; с — геометрическое место упруго рассеянных нейтронов $\text{tg } \alpha = L_2/(L_1 L_2)$

провождении неупругих) являются статистически-зависимыми, то кажется разумным определить разрешающую способность метода несколько необычным образом [49], т. е. как отношение ширины пика Γ (скажем, наиболее широкого) к расстоянию δt данного пика от упругого пика в этом же сегменте. Величину δt можно выразить

$$\delta t = \sqrt{c} (L_1 L_2 / L) (1/\sqrt{E_1} - 1/\sqrt{E_0}). \tag{28}$$

При этом легко показать, что оптимальное значение разрешения получается при $L_1 = L_2$ и $L_1 + L_2 = L \rightarrow \infty$.

Ранее отметили, что прерыватель не должен вращаться в фазе со вспышками реактора. Это следует из требования, чтобы прерыватель для всех нейтронов, имеющих разные длины волн, одинаково служил псевдостатистическим модулятором. Этому условию можно удовлетворить выбором отношения периодов вращения прерывателя и нейтронных вспышек реактора (их периоды не должны иметь общего делителя), однако если частота вспышек реактора нестабильна, то фаза между вспышкой реактора и стартовым импульсом прерывателя будет меняться случайным образом. При этом в случае большой интенсивности нейтронного пучка, которую обеспечивает, например, реактор ИБР-2, статистическая точность определяется в основном статистическим разбросом появления фазы, задаваемым числом оборотов прерывателя [49].

Методы, использующие особенности поляризованных пучков нейтронов. Если псевдостатистическая модуляция осуществляется изменением направления поляризации нейтронов при

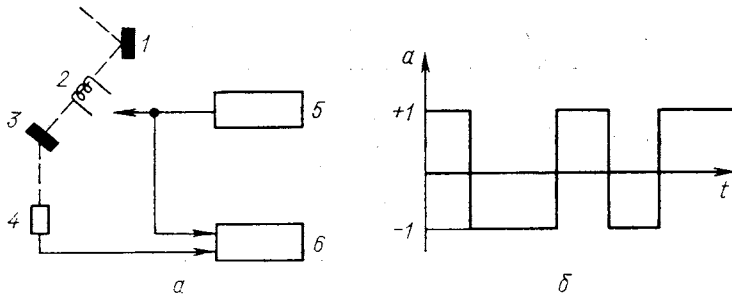


Рис. 12. Схема установки для измерения разностного спектра рассеяния поляризованных нейтронов (а) и зависимость направления поляризации модулированного пучка нейтронов от времени t (б):

1 — поляризатор; 2 — спин-флиппер; 3 — образец, 4 — детектор; 5 — генератор псевдослучайного модулятора; 6 — запоминающее устройство и коррелятор

помощи спин-флиппера, то образец можно расположить на месте кристалла анализатора (рис. 12, а). При этом общая интенсивность падающего на образец пучка постоянна, а направление поляризации меняется соответственно чередованию состояния псевдослучайного модулятора (рис. 12, б). Корреляция измеренного спектра Z_k с функцией модуляции $a(t)$ приводит к результату

$$I_\tau = \sum_k Z_k a_{k-\tau} = \frac{1}{2} (N + 1) [S_+(\tau) - S_-(\tau)] + \frac{1}{2} \sum_{\tau=0}^{N-1} [S_+(\tau) + S_-(\tau)] + \frac{b}{N}, \quad (29)$$

где S_+ и S_- — спектры рассеяния, относящиеся к двум направлениям поляризации нейтронов. Из формулы (28) видно, что результирующий спектр содержит разностный спектр рассеяния [$S_+(\tau) - S_-(\tau)$]. Такая постановка эксперимента позволяет изучать процессы рассеяния, которые чувствительны к изменению направления поляризации нейтрона и к направлению намагниченности образца. Например, если вектор рассеяния параллелен направлению намагниченности образца, то только спин-волновой компонента спектра рассеяния будет связана с изменением направления поляризации нейтронов, а если вектор рассеяния перпендикулярен к направлению намагниченности, то измеренный спектр содержит информацию только о магнитовибрационных процессах [39].

Естественно, предложенный метод может хорошо служить также и для измерения упругого рассеяния, причем в некоторых специальных случаях при равной разрешающей способности корреляционного и трехосного спектрометра светосила первого может превосходить светосилу второго на два порядка [26].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ, ВЫПОЛНЕННЫХ ПРИ ПОМОЩИ КОРРЕЛЯЦИОННОГО МЕТОДА

В предыдущих разделах рассматривались основные преимущества метода корреляционной спектрометрии. Нетрудно привести целый ряд примеров, доказывающих указанные свойства.

В случае сильнопоглощающих материалов некоррелированный фон достигает огромных значений, вследствие чего в общепринятом методе времени пролета статистический разброс экспериментальных точек, обусловленный в основном фоном, затеняет ожидаемый эффект. Это явление хорошо видно на спектре рассеяния поликристаллического кадмия (рис. 13, *г*). Тот же спектр, полученный методом корреляционной спектрометрии (рис. 13, *д*), содержит ряд острых дифракционных пиков, отчетливо выделенных из общего фона. Однако для алюминия между дифракционными спектрами, измеренными обоими методами, нет существенной разницы, ибо из-за низкого фона, согласно условию (10), преимущество корреляционной методики проявляется только в точках, расположенных на верхней половине острых пиков (рис. 13, *а*, *б*) [27].

Подобная ситуация (острые пики при большом некоррелированном фоне) возникает при исследовании изменения структуры кристаллических веществ под высоким давлением или при высоких температурах. Как правило, условия эксперимента (маленький объем образца и толстые стенки камеры высокого давления или печки) в значительной степени снижают эффект. Корреляционная методика, однако, вновь в состоянии выручить экспериментатора.

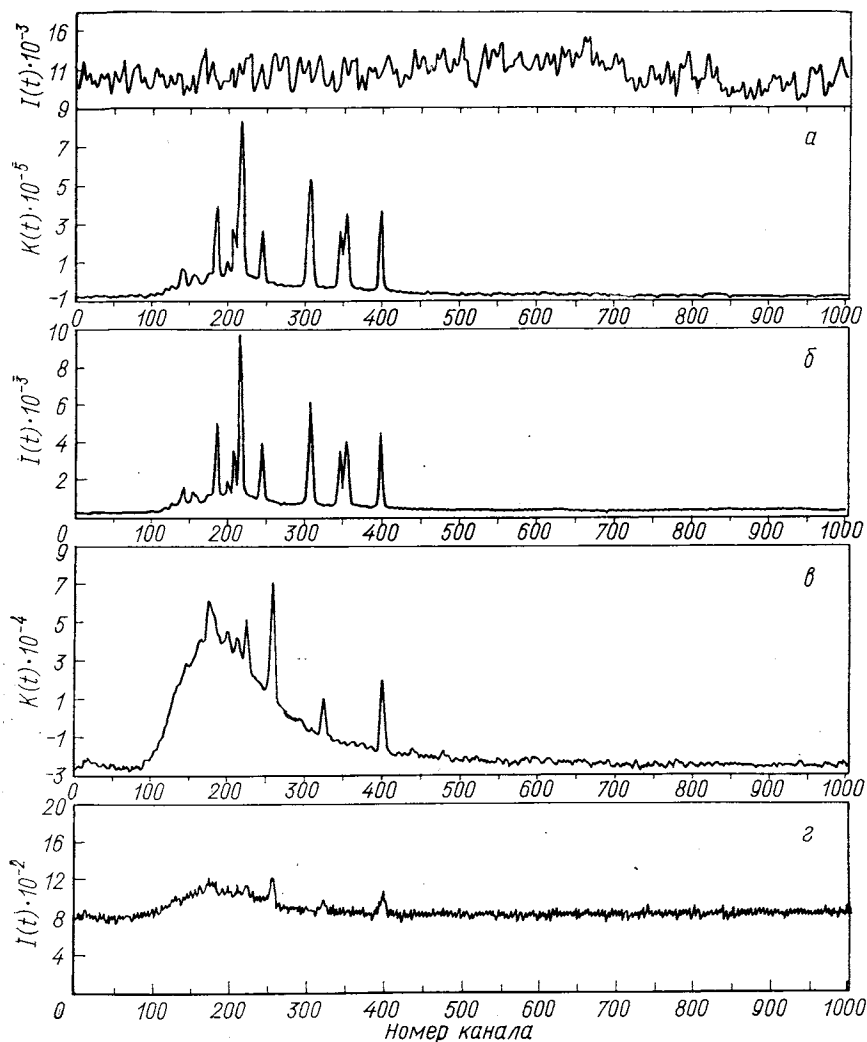


Рис. 13. Спектр дифракции нейтронов:

a — на поликристалле алюминия (корреляционный метод, время измерения 14 ч); *б* — на поликристалле алюминия (обычный метод времени пролета, время измерения 10 ч); *в* — на поликристалле кадмия (корреляционный метод, время измерения 21 ч); *г* — на поликристалле кадмия (обычный метод времени пролета, время измерения 14,5 ч)

В работе [31] описана установка, предназначенная для экспериментов под высоким давлением и при высоких температурах. Предварительные результаты (определение температурной зависи-

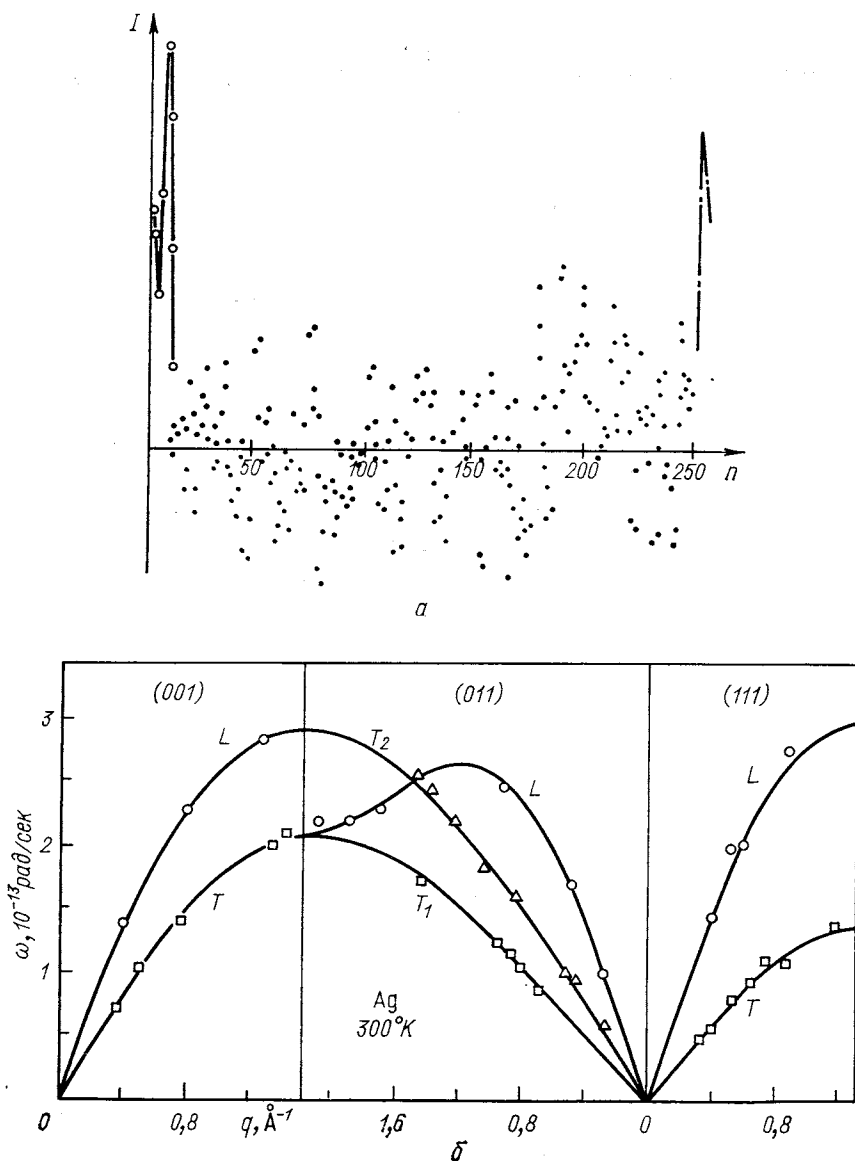


Рис. 14. Корреляционный спектр монокристалла серебра (а) и дисперсионные кривые фонового спектра серебра, полученные при помощи корреляционной техники (б).

Острые пики (а) соответствуют фононам

мости параметров решетки окиси алюминия при высоких температурах) подтверждают сказанное.

Работа в этой области только начата, и имеются большие возможности для дальнейшего ее развития. Этот метод можно применять и при исследовании изменения динамических свойств (фононного и магнетонного спектров) веществ под давлением. Пока

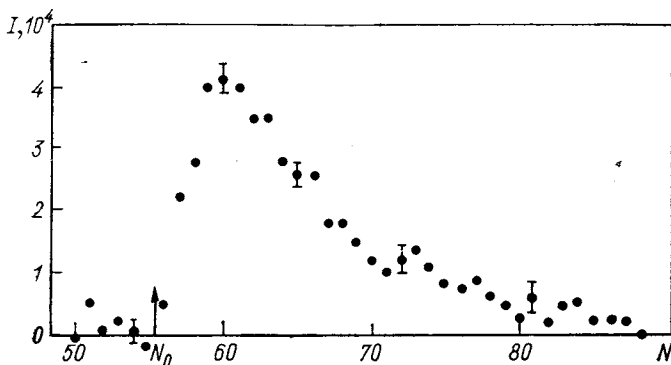


Рис. 15. Спектр рассеяния нейтронов на жидком ³He: $I = I_{\text{He}} + I_{\text{контейнер}} - I_{\text{контейнер}}$; N — номер канала, время измерения $2 \cdot 10$ дней; N_0 — канал, в который попадают упруго рассеянные нейтроны

что исследованы дисперсионные кривые фононов при нормальном давлении для ряда сильнопоглощающих веществ, таких, как золото, серебро [10, 28, 47] (рис. 14). Согласно работе [10], статистический разброс в случае эквивалентного обычного метода времени пролета был бы соизмерим с высотой фононных пиков, та же величина для корреляционного измерения в пять раз меньше. Корреляционный метод оказывается выгодным и в случае измерения фононного спектра твердого D₂O и бромида цезия, для которых отношение пика к среднему фону имеет значение около 4—5 [10].

Важность исследования динамического поведения жидкого ³He для лучшего понимания свойств квантовых жидкостей с помощью рассеяния нейтронов была осознана давно. Однако из-за малости отношения сечения когерентного рассеяния к сечению поглощения ($\sim 10^{-3}$) проведение необходимых экспериментов затруднено.

Измерения, выполненные при помощи корреляционной техники на реакторе СР-5 (умеренной мощности) в Аргоннской национальной лаборатории при температуре 0,015К, привели к наблюдению нулевого звука и спин-флуктуационного рассеяния в непрерывном спектре с возбуждением пар частица — дырка в жидком ³He. На рис. 15 приведен спектр рассеяния нейтронов, соответствующий возбуждению пар частица — дырка [51].

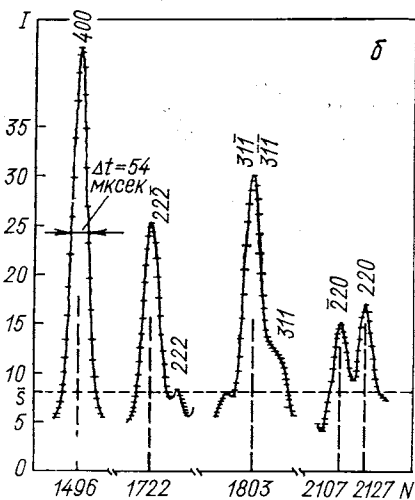
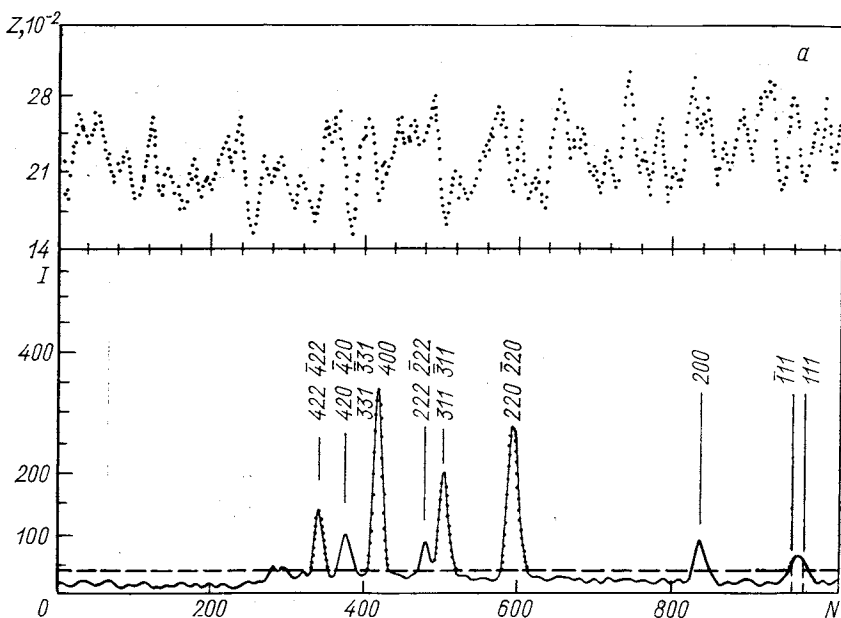


Рис. 16. Дифракционный спектр поликристаллического ViFeO_3 при углах рассеяния $\theta = 15,7^\circ$ (а) и $\theta = 75^\circ$ (б) (хорошо разрешены пики 220 и 220)

Замечательным свойством корреляционной техники является то, что разрешающую способность можно улучшить в достаточной степени без уменьшения интенсивности падающего потока дейтронов. Увеличение разрешения достигается возрастанием скорости смены нулей и единиц модулирующего устройства при одновре-

менном удлинении псевдослучайного ряда. Последнее требование легче выполняется для магнитной модуляции падающего пучка, ибо в случае механического прерывателя необходимо изготовить новый диск с видоизмененным рядом, в то время как для модуляции поляризованного пучка достаточно изменить программу

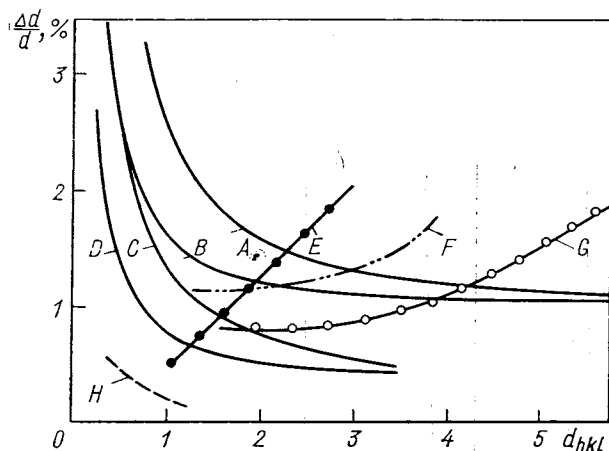


Рис. 17. Сравнение разрешающей способности корреляционного спектрометра, установленного на реакторе «Melusine» в Центре ядерно-физических исследований (Гренобль, Франция), с разрешающей способностью спектрометров в Институте Лауэ — Ланжевена (Франция) и в Гархинге (ФРГ) при разных углах рассеяния (2θ) и длинах волн падающих нейтронов (λ_0):

A — 7500 об/мин, $2\theta = 45^\circ$; B — 15000 об/мин, $2\theta = 45^\circ$; C — 7500 об/мин, $2\theta = 90^\circ$; D — 15000 об/мин, $2\theta = 90^\circ$; E — установка D1A-ИЛЛ, $\lambda_0 = 1,5 \text{ \AA}$; F — установка DN3 = Siloe, $\lambda_0 = 1 \text{ \AA}$; G — установка D1B = ИЛЛ, $\lambda = 2,4 \text{ \AA}$; H — установка времени пролета в Гархинге $2\theta = 178^\circ$

переключения. (Отметим, что метод спин-флиппа во всех отношениях более гибкий. И единственным его недостатком является низкая интенсивность пучков поляризованных нейтронов.)

Возможности дифракционного эксперимента наглядно демонстрируют результаты работ [28, 29]. Была измерена дифракция нейтронов на образце ViFeO_3 (рис. 16). Как следует из этих работ, разрешающая способность даже при умеренном числе оборотов сравнима с разрешающей способностью дифрактометра на реакторе ИБР-30, а при больших значениях межплоскостных расстояний даже превосходит ее.

Одним из основных свойств корреляционной методики является то, что разрешение можно улучшать без потери интенсивности одновременным увеличением числа оборотов и длины псевдостати-

стического ряда. Например, Бьюевоз и Рулт [31] сообщают о спектрометре, прерыватель которого имеет 511 щелей и при числе оборотов 15000 в минуту погрешность определения $d_{hkl} \sim \sim 3\text{ \AA}$ достигает $\Delta d/d \sim 0,35\%$. На рис. 17 изображена разрешающая способность спектрометра. Для сравнения там же приведены характеристики некоторых современных дифрактометров.

Об удачном испытании методов фильтрации сообщают в работе [25]. На рис. 18 приводится спектр, содержащий большой упругий пик, и тот же спектр после удаления этого пика.

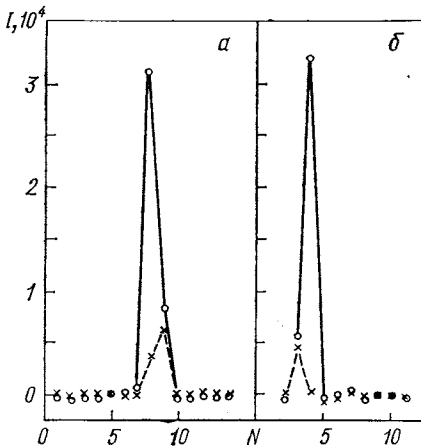


Рис. 18. Демонстрация метода фильтрации сильного пика при помощи двух корреляционных прерывателей [25].

Интенсивность сильного упругого пика уменьшена до 3,2% при ширине окон двух прерывателей $\Delta t_1 = \Delta t_2 = 50$ мксек (а), а при $\Delta t_1 = \Delta t_2 = 500$ мксек интенсивность пика уменьшена до 0,2% (б); ○ — спектр без фильтрации; × — спектр после фильтрации

Метод Пеллиониса [37] был реализован в работе Шнейдера [41]. Для этого была слегка видоизменена установка времени пролета на реакторе в Мюнхене [50], состоящая из длинного зеркального нейтроновода и прерывателей. Псевдостатистический прерыватель был расположен непосредственно перед образцом, а нейтроны были накоплены в двух разных временных анализаторах. (Отметим, что установка не обеспечивала оптимальные условия для эксперимента.) Образцом был выбран α -кварц. Измеренные спектры Z^+ и Z^- (рис. 19) содержат три и два пика соответственно. Из разностного спектра Z_* удалены неупругие пики, а упругий пик с примесью неупругого диффузного фона очень малой энергии сохранился.

К сожалению, некоторые идеи улучшения корреляционной техники [24, 32, 39, 43], в том числе спектрометр с двумя корреляционными прерывателями и т. п., не были реализованы. В ряде случаев известны только результаты моделирования при помощи вычислительных машин [24].

Один из самых многообещающих методов — двумерный анализ спектра рассеяния нейтронов с помощью корреляционной спектро-

метрии на импульсном реакторе — близок к завершению. В 1972 г. были сделаны сообщения о проверке метода [7, 8] в случае измерения упругого некогерентного рассеяния (рис. 20).

В настоящее время при умеренном разрешении выполнен ряд измерений фононного спектра алюминия [36]. На рис. 21 приведе-

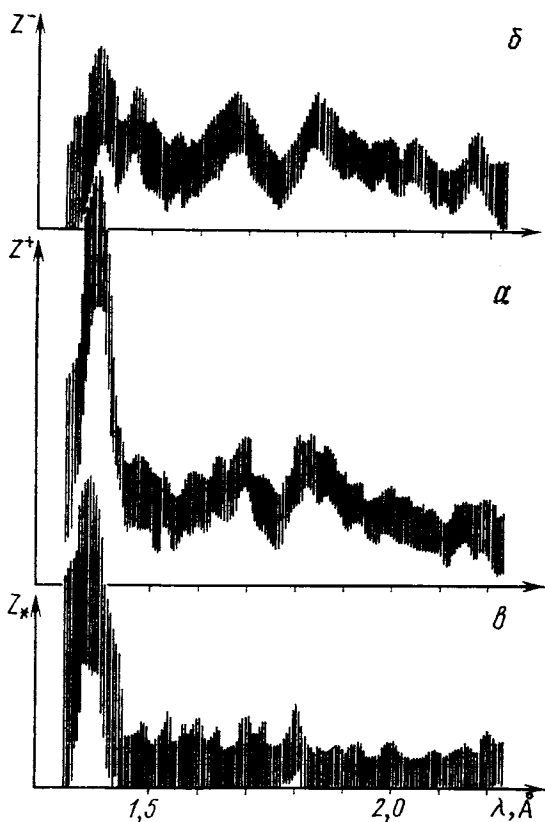


Рис. 19. Демонстрация метода фильтрации в случае рассеяния нейтронов на α -кварце

но геометрическое место точек в обратной решетке для измеренных фононов при различных ориентациях монокристалла. Из большого числа фононов легко отобрать фононы, вектор импульса которых совпадает с направлением симметрии кристалла, что позволяет сопоставлять полученные данные с результатами работ, выполненных на трехосном спектрометре (рис. 22) [48].

Изучение поведения разрешающей способности в зависимости от параметров спектрометра показывает хорошее согласие с теоретическими предсказаниями [26, 49].

Из предварительных оценок следует, что применение корреляционной методики в сочетании с импульсными источниками

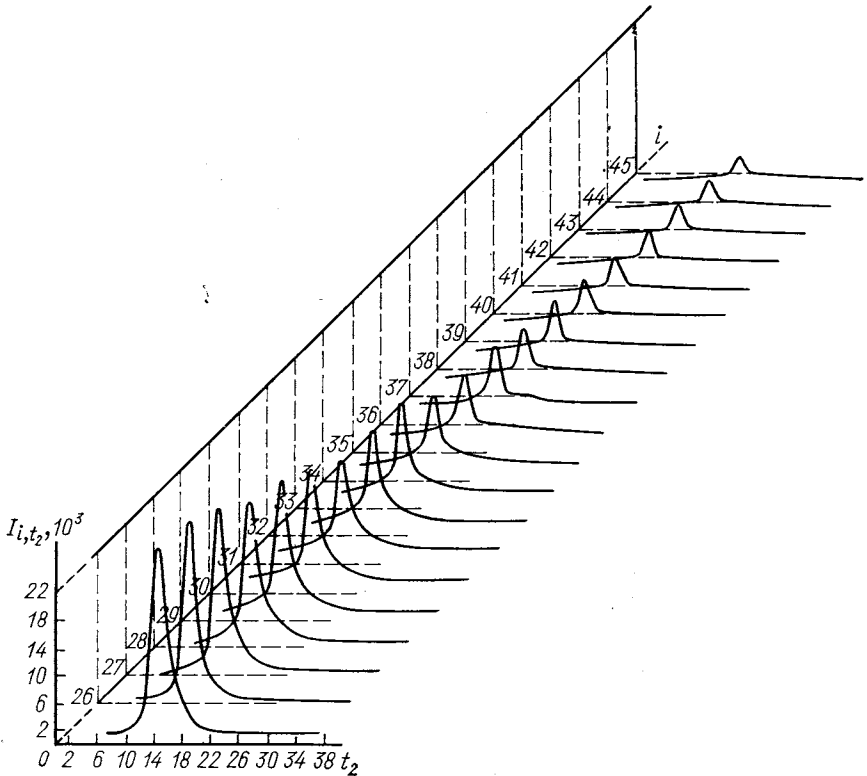


Рис. 20. Двухмерный спектр рассеяния нейтронов на плексиглазе, полученный при помощи корреляционной спектроскопии на импульсном реакторе в Дубне [8]:

i — номер канала полного времени пролета (ширина канала 256 $\mu\text{сек}$); t_2 — номер канала времени пролета на второй пролетной базе (ширина канала 380 $\mu\text{сек}$); I_i, t_2 — спектр рассеяния после корреляционного расчета

нейтронов будет выгодным в случае исследования динамики кристаллов с низкой симметрией, измерения характеристик бездисперсионных возбуждений (локальные и резонансные уровни) и свойств изотропных веществ и некогерентных рассеивателей.

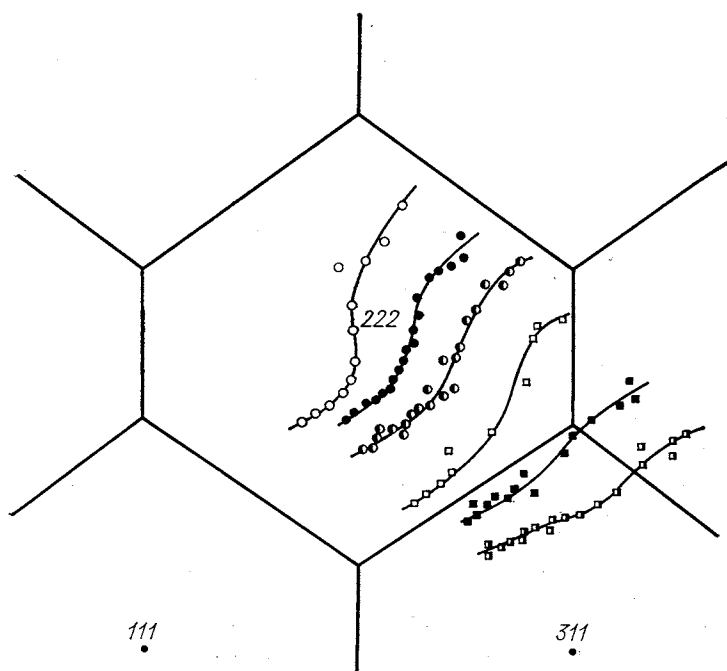
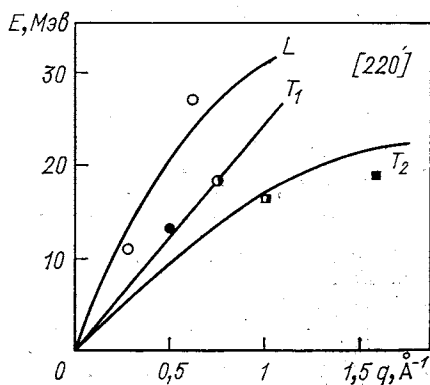


Рис. 21. Геометрическое место точек в обратной решетке алюминия вблизи угла (222) для измеренных фононов при разных ориентациях монокристалла алюминия:

$\theta = 60^\circ$; φ — угол поворота монокристалла алюминия вокруг оси (110). Знак «—» перед φ соответствует повороту против часовой стрелки; \circ — $\varphi = 6^\circ$; \bullet — $\varphi = 10^\circ$; \ominus — $\varphi = 15^\circ$; \square — $\varphi = -6^\circ$; \blacksquare — $\varphi = -10^\circ$; \blacksquare — $\varphi = -15^\circ$

Рис. 22. Кривые дисперсии фононного спектра алюминия в симметричном направлении (111): кривые — из [48], точки получены на корреляционном спектрометре в Дубне на реакторе ИБР-30



ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Корреляционный метод сравнительно нов и дополняет арсенал нейтронных методов исследования физики конденсированных сред. Метод обладает двумя существенными особенностями. Во-первых, он оказывается предпочтительным при высоком некоррелированном фоне, или в случае, когда физическая информация в спектре заложена в виде острых пиков. Второй особенностью, на наш взгляд, является возможность проводить двухмерное измерение спектра рассеяния нейтронов при помощи либо двух псевдостатических прерывателей на стационарных реакторах, либо одного на импульсных источниках.

Фактически эти особенности определяют круг применимости метода. Отношение фона к эффекту большое, если образец содержит атомные ядра, сильнопоглощающие нейтроны, если образец маленький или если в условиях эксперимента образец окружен большим количеством инородного материала (например, измерение при высоких давлениях, высоких температурах).

Двумерные методы резко увеличивают эффективность использования потока нейтронов любого источника. Ожидаемый выигрыш, однако, дается ценой значительного усложнения необходимой аппаратуры.

Что касается физических результатов, то, несмотря на распространенность корреляционного метода, их пока сравнительно немного, что тоже связано со сложностью соответствующих установок. Эта трудность, однако, преодолима благодаря быстрому развитию сложных электронных микросхем. Растущее же число интенсивных нейтронных источников создает объективную возможность для создания высокоэффективных установок.

Авторы благодарны академику И. М. Франку за постоянный интерес и поддержку в работе, Ю. М. Останевичу и Ж. А. Козлову за полезные дискуссии и ценные замечания, В. Г. Симкину и И. А. Гладких за помощь при написании статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cooke-Yarlorough E. H. In: Proc. Conf. on Instrum. Techn. in Nuclear Pulse Analysis. Monterey, California, 1963, NAS-NRC 1184, 1964, p. 207.
2. Balcomb J. D., Demuth H. D., Giftopolus E. P. «Nucl. Sci. and Engng», 1961, v. 11, N 2, p. 159.
3. Stern T. E., Blaquire A., Valat J. «Reactor Sci. and Technol.», 1962, v. 16, p. 499.
4. Могильнер А. И., Шальников О. А., Тимохин Л. А. «ПТЭ», 1966, т. 2, с. 279.
5. Gordon J. e.a. In: Proc. Symp. Neutron Inelastic Scattering, Copenhagen, 1968. V. 2. Vienna, IAEA, 1968, p. 407; «Phys. Lett. A», 1968, v. 26, p. 122.
6. Gompf F. e.a. In: Proc. Symp. Neutron Inelastic Scattering, Copenhagen, 1968. V. 2. Vienna, IAEA, 1968, p. 417.

7. Kroó N., Pellionisz P. KFKI Report 74-45, 1971.
8. Kroó N. e.a. In: Proc. Symp. Neutron Inelastic Scattering, Grenoble, 1972. Vienna, IAEA, 1972, p. 763.
9. Визи И. и др. Сообщение ОИЯИ 13-8711, Дубна, 1975.
10. Глезер В. «ЭЧАЯ», 1972, т. 2, вып. 4, с. 1125.
11. Arimoto S., Kimura H. «Intern. J. Systems Sci.», 1971, v. 1, p. 279.
12. Hismäki P., Pöyry H., Virjo A. «Acta polytechn. scand.», 1973, N 96, p. 7.
13. Hossfeld F., Amadori R. Jülich Report JUL-684-FF, 1970.
14. Weise K. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 98, p. 149.
15. Price D. L., Sköld K. «Nucl. Instrum. and Methods», 1970, v. 82, p. 208.
16. Virjo A. «Nucl. Instrum. and Methods», 1968, v. 63, p. 351.
17. Quittner G. «Nucl. Instrum. and Methods», 1969, v. 68, p. 290.
18. Virjo A. «Nucl. Instrum. and Methods», 1969, v. 75, p. 77.
19. Studach T. AF-SSP-47, 5303 Würenlingen, Schweiz, 1970.
20. Graffstein A. «Nukleonika», 1973, v. 18, p. 45.
21. Ehret G. e.a. In: Proc. Panel Conf. on Instrum. for Nuclear Inelastic Scattering Research. Vienna, IAEA, 1969, p. 147.
22. Wilhelmi G., Gompf F. «Nucl. Instrum. and Methods», 1970, v. 81, p. 36.
23. Von Jan R., Scherm R. «Nucl. Instrum. and Methods», 1970, v. 80, p. 69.
24. Hossfeld F., Amadori R., Scherm R. In: Proc. Symp. on Instrum. for Neutron Inelastic Scattering Research. Vienna, IAEA, 1980, p. 117.
25. Pellionisz P., Kroó N., Mezei F. In: Proc. Symp. on Neutron Inelastic Scattering, Grenoble, 1972. Vienna, IAEA, 1972, p. 787.
26. Mezei F., Pellionisz P. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 99, p. 613.
27. Sköld K. «Nucl. Instrum. and Methods», 1968, v. 63, p. 144.
28. Beckurts K. H. KFK Report, 946, 1969.
29. Gläser W., Gompf F. «Nukleonika», 1969, v. 12, p. 153.
30. Gompf F. Dissertation MVU (TH), Karlsruhe, 1970.
31. Roult G., Buevoz J. L., Aldebert P. In: Proc. Conf. on Neutron Diffraction, Petten, RCN Report, 1975, p. 376; ILL 76B65 (1, 2, 3), 1976.
32. Kley W., Matthes W. EUR 5047e, 1974.
33. Graffstein A. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 126, p. 495.
34. Hismäki P. In: Proc. Symp. on Neutron Inelastic Scattering, Grenoble, 1972. Vienna, IAEA, 1972, p. 803.
35. Ehret G., Gläser W., Nehmer J. KFK 981, 1969.
36. Гладких И. А. и др. Сообщение ОИЯИ 14-9486. Дубна, 1976.
37. Pellionisz P. «Nucl. Instrum. and Methods», 1971, v. 92, p. 125.
38. Pellionisz P. «Atomkernenergie», 1971, Bd 17, S. 277.
39. Shkld K. «Nucl. Instrum. and Methods», 1968, v. 63, p. 347.
40. Amadori R., Hossfeld F. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 124, p. 429.
41. Schneider J. In: Proc. Conf. on Neutron Diffraction. Petten, RCN Report, 1975.
42. Amadori R., Hossfeld F. In: Proc. Intern. Conf. on Phonons. Rennes, 1971, p. 182.
43. Amadori R., Hossfeld F. In: Proc. Symp. on Neutron Inelastic Scattering, Grenoble, 1972. Vienna, IAEA, 1972, p. 747.
44. Beckurts K. H., Ehret G., Gläser W. KFK Internal Report. Karlsruhe, 1969.
45. Kroó N. In: Proc. Symp. on Instrum. for Neutron Inelastic Scattering Research. Vienna, IAEA, 1970, p. 211.
46. Matthes W. In: Proc. Symp. on Neutron Inelastic Scattering, Grenoble, 1972. Vienna, IAEA, 1972, p. 773.
47. Drexel W., Gläser W., Gompf F. «Phys. Lett. A», 1969, v. 28, p. 531.
48. Stedman R., Nilsson G. «Phys. Rev.», 1966, v. 145, p. 497.
49. Гладких И. А. и др. Сообщение ОИЯИ 14-9485, Дубна, 1976.
50. Steichele E., Arnold R. In: Proc. Conf. on Neutron Diffraction. Petten, RCN Report, 1975, p. 176.
51. Sköld K. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 842.