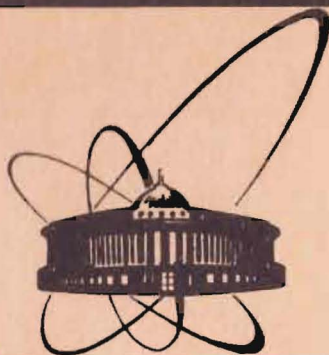


85-279



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P3-85-279

Э.Мюле, Н.Попа, М.Попеску

ФУНКЦИЯ РАЗРЕШЕНИЯ
НЕЙТРОННОГО СПЕКТРОМЕТРА
ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА
В ОБРАТНОЙ ГЕОМЕТРИИ
НА РЕАКТОРЕ ИБР-2

1985

ВВЕДЕНИЕ

В данной работе описаны принципы вычисления функции разрешения спектрометра по времени пролета в обратной геометрии для случая некогерентного рассеяния нейтронов. Предлагаемый метод вычисления характеризуется следующими основными особенностями: использованы экспериментальные характеристики временных функций распределения нейтронов на импульсном реакторе ИБР-2 в ЛНФ ОИЯИ; различные функции распределения нейтронов аппроксимированы эмпирическими функциями, которые позволяют аналитически вычислять большинство интегралов; это резко сократило время расчета функции разрешения на ЭВМ. Разработанный метод применен для расчета функции разрешения спектрометра КДСОГ-М^{1,2} на реакторе ИБР-2.

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ И РАСЧЕТ ФУНКЦИЙ РАЗРЕШЕНИЯ

1. На рис.1 показана схема спектрометра по времени пролета в обратной геометрии. Установка и метод измерения подробно описаны в^{1,2}. При заданном угле отражения θ_B монокристалла М относительно среднего направления рассеянного пучка система монохроматизации, т.е. монохроматор и коллиматор /М, К/, обеспечивает максимальное пропускание при длинах волн λ_{20} /с энергией E_{20} / рассеянных нейтронов, которые определяются условием $\lambda_{20} = 2d \sin \theta_B$, где d - межплоскостное расстояние. Каждому каналу анализатора с номером N_0 соответствует время пролета T_0 , которое при рассеянии с передачей энергии ϵ_0 определяется соотношением

$$T_0 = N_0 \tau + T_z + c_2 \left| \frac{L_1}{(E_{20} + \epsilon_0)^{1/2}} + \frac{L_2}{E_{20}^{1/2}} \right| \quad (1)$$

где L_1, L_2 - пролетные пути до и после образца, τ - ширина временного канала, T_z - временная задержка и $c_2 = (m/2)^{1/2} = 2286,5$ /если время измеряется в мкс, длины пролета нейтронов в м и энергия в мэВ/. Однако в канале N_0 с отличной от нуля вероятностью регистрируются также нейтроны с другими временами пролета $T_0 + \Delta T$. Неопределенность времени пролета ΔT связана, с одной стороны, с неопределенностью в переданной энергии и, с другой стороны, с инструментальными неопределенностями. Среди последних наиболее важными являются неопределенность вре-

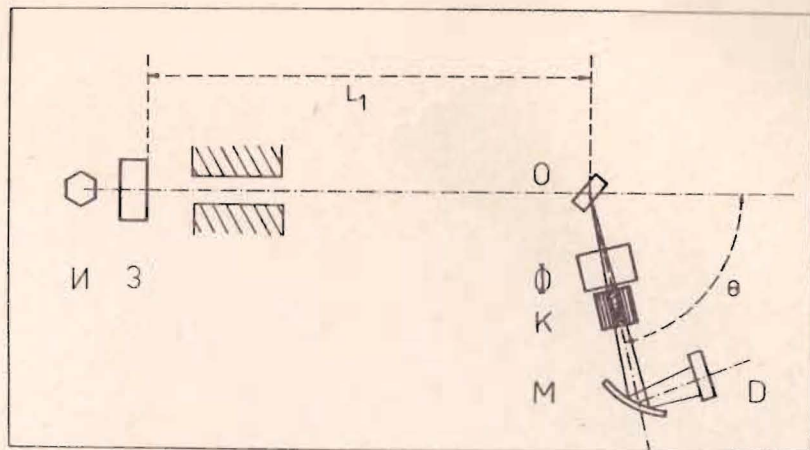


Рис.1. Схема спектрометра обратной геометрии с фильтром и монокристаллом-монохроматором. И - импульсный источник быстрых нейтронов, З - замедлитель, О - образец, Ф - бериллиевый фильтр, М - монокристалл /графит или цинк/, Д - детектор.

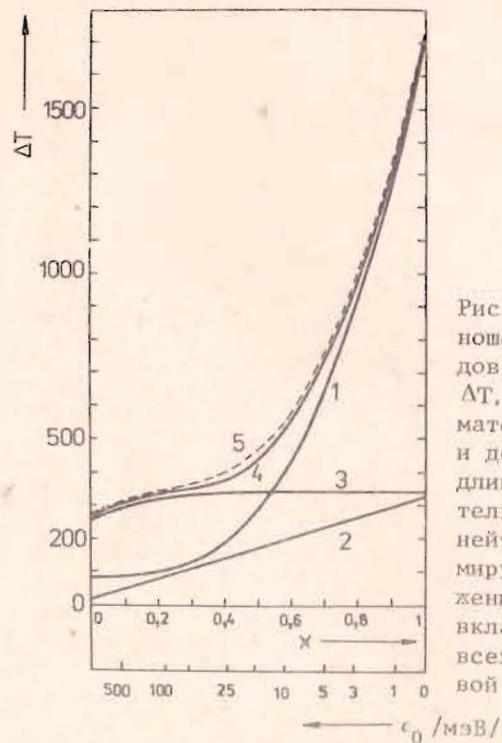


Рис.2. Зависимость от ϵ_0 или отношения $x = \lambda_{10}/\lambda_{20}$ различных вкладов во временную неопределенность ΔT , обусловленных: 1 - монохроматором, 2 - размером образца и детектора /неопределенность длины пути $\Delta L = 30$ см/, 3 - длительностью импульса замедленных нейтронов. Различные вклады суммируются в гауссовском приближении. Сумма первого и третьего вклада указана кривой 4, а сумма всех вкладов - пунктирной кривой 5.

мени вылета теплового нейтрона из замедлителя и ширина функции пропускания системы монохроматизации. Кроме того, заметную роль могут играть конечные размеры замедлителя, образца, монокристаллического монохроматора и детектора, а также углы коллимации падающего пучка. Но для кристаллов-монохроматоров, используемых в практике, и при относительно больших ширинах импульса тепловых нейтронов /что характерно для ИБР-2/ этими эффектами можно пренебречь. Действительно, неопределенности времени пролета ΔT , возникающие из-за неидеальности кристалла-монохроматора и разброса длин пролета $L + \Delta L$ имеют вид

$$(\Delta T)_{\text{крист}} = 2,35 c_1 \Delta\theta \text{ctg} \theta \lambda_{20} [L_1 \left(\frac{\lambda_{10}}{\lambda_{20}}\right) + L_2], \quad /2a/$$

$$(\Delta T)_{\text{путь}} = c_1 \left(\frac{\Delta L}{L}\right) \lambda_{20} (L_1 \frac{\lambda_{10}}{\lambda_{20}} + L_2), \quad /2б/$$

где $\Delta\theta$ - угловая неопределенность, зависящая от мозаичности кристалла и условий коллимации, $c_1 = m/(2\pi\hbar) = 252,778$; λ_{10} - длина волны падающего нейтрона.

На рис.2 показана зависимость этих величин от $x = \lambda_{10}/\lambda_{20}$ /кривые 1 и 2/, а также зависимость от x ширины импульса тепловых нейтронов из замедлителя /кривая 3/. Кривая 4 на рис.2 дает сумму вкладов от кривых 1 и 3, а кривая 5 - от 1,2 и 3. Для оценки были использованы следующие данные: для кристалла монохроматора /графит/ с отражающей плоскостью /002/ $\theta_B = 38^\circ$ / $\lambda_{20} = 4,12$ Å/, $\Delta\theta = 1^\circ$, $L_1 = 29,68$ м; $L_2 = 1,35$ м, $\Delta L/L = 0,01$ / $\Delta L = 30$ см/. Видно, что даже для преувеличенного по сравнению с реальными значениями ΔL пространственные эффекты являются пренебрежимо малыми во всей области переданных энергий. Из рис.2 следует, что при малых переданных энергиях разрешение определяется, главным образом, качеством системы монохроматизации, а при средних и больших переданных энергиях практически только шириной нейтронного импульса.

2. Пренебрегая указанными пространственными эффектами, скорость счета некогерентно рассеянных нейтронов в канале N_0 можно выразить формулой

$$I(N_0) = \int_0^\infty dE_1 \Phi(E_1) \int_{-\infty}^\infty dt P(E_1, t) \int_0^\infty dE_2 \sqrt{\frac{E_2}{E_1}} \sigma(E_1 - E_2) F(E_2) M(\Delta E_2) A(\Delta T), \quad /3/$$

где $\Phi(E_1)$ - поток падающих нейтронов; $P(E_1, t)$ - нормированное временное распределение нейтронов на выходе из замедлителя; $\sigma(E_1 - E_2)$ - закон некогерентного неупругого рассеяния нейтронов; $F(E_2)$ - функция пропускания фильтра с пороговой энергией E_F ; $M(\Delta E_2)$ - функция пропускания системы монохроматизации в энергетическом масштабе и $A(\Delta T) = 1$, если $|\Delta T| \leq \tau/2$, и равно 0 в про-

тивном случае, где

$$\Delta T = t - c_1 L_1 \lambda_{10} \frac{\Delta E_1}{2E_{10}} - c_1 L_2 \lambda_{20} \frac{\Delta E_2}{2E_{20}}, \quad /4/$$

т.е. ΔT — есть разность между фактическим и номинальным (T_0) временем регистрации нейтрона анализатором.

После замены переменных интегрирования в /3/ $E_1 = E_{10} + \Delta E_1$, $E_2 = E_{20} + \Delta E_2 - \Delta \epsilon$ и учета того, что функция $P(E_1, t)$ слабо меняется с энергией E_1 , получаем

$$I(N_0) \sim \tau \int_{-E_{10}}^{\infty} d(\Delta E_1) \Phi(E_{10} + \Delta E_1) \int_{\Delta E_1 + E_{20} - E_F}^{\Delta E_1 + E_{20}} d(\Delta \epsilon) \sqrt{\frac{E_{20} + \Delta E_1 - \Delta \epsilon}{E_{10} + \Delta E_1}} \times \\ \times \sigma(\epsilon_0 + \Delta \epsilon) F(E_{20} + \Delta E_1 - \Delta \epsilon) M(\Delta E_1 - \Delta \epsilon) P_T(a \Delta E_1 - b \Delta \epsilon), \quad /5/$$

где $\epsilon_0 = E_{10} - E_{20}$,

$$a = c_1 \frac{L_2 \lambda_{20}}{2E_{20}} \left(1 + \frac{L_1}{L_2} \frac{\lambda_{10}^3}{\lambda_{20}^3}\right); \quad b = c_1 \frac{L_2 \lambda_{20}}{2E_{20}} \quad /6/$$

и P_T обозначает свертку импульса нейтронов с функцией $A(\Delta T)$:

$$P_T(E_{10}, t') = \tau^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} P(E_{10}, t) A(t - t') dt. \quad /7/$$

Меняя порядок интегрирования в /5/ и вводя $z = \Delta E_1 - \Delta \epsilon$, получаем

$$I(N_0) = \Phi(E_{10}) \sqrt{\frac{E_{20}}{E_{10} - (E_F + \epsilon_0)}} \int_{-E_{20}}^{\infty} d(\Delta \epsilon) \sigma(\epsilon_0 + \Delta \epsilon) R(\epsilon_0, \Delta \epsilon), \quad /8/$$

где $R(\epsilon_0, \Delta \epsilon)$ является функцией разрешения, соответствующей каналу N_0 :

$$R(\epsilon_0, \Delta \epsilon) = \tau \int_{-E_{20}}^{E_F - E_{20}} dz \frac{\Phi(E_{10} + \Delta \epsilon + z)}{\Phi(E_{10})} \sqrt{\frac{1 + z/E_{20}}{1 + (\Delta \epsilon + z)/E_{10}}} \times \\ \times F(E_{20} + z) M(z) P_T(E_{10}, az + c \Delta \epsilon) \quad /9/$$

и введено обозначение

$$c = a - b = c_1 \frac{L_1 \lambda_{10}}{2E_{10}}. \quad /10/$$

Первые три подынтегральных множителя в /9/ слабо зависят от переменной z по сравнению с зависимостью функций M и P_T , следовательно, их можно вынести из-под интеграла.

Свертку /8/ можно вычислить в другом виде, заменяя подынтегральную переменную $\Delta \epsilon = -\Delta T/c$:

$$I(T_0) = \Phi_T(E_{10}) \sqrt{\frac{E_{20}}{E_{10}}} \int_{-\infty}^{c(E_F + \epsilon_0)} d(\Delta T) \sigma(\epsilon_0 - \frac{\Delta T}{c}) R_T(\epsilon_0, \Delta T), \quad /8'/$$

где Φ_T — падающий на образец поток нейтронов и R_T — функция разрешения во временной шкале:

$$\Phi_T(E_{10}) = \Phi(E_{10})/c; \quad R_T(\epsilon_0, \Delta T) = R(\epsilon_0, -\Delta T/c). \quad /9'/$$

Если кристалл-монокроматор отсутствует, зависимостью от z первых трех факторов под интегралом /9/ нельзя пренебречь. В этом случае линейное приближение между $\Delta \epsilon$ и ΔT надо заменить точным выражением их отношения и вместо E_{20} ставить E_F .

2. АНАЛИЗ РАЗНЫХ ВКЛАДОВ В ФУНКЦИЮ РАЗРЕШЕНИЯ

Функция распределения времени вылета тепловых нейтронов из замедлителя $P(\lambda_1, t)$ является сверткой временного распределения быстрых нейтронов $Y(t)$ в импульсе реактора с функцией замедления $Z(\lambda_1, t)$:

$$P(\lambda_1, t) = \int_{-\infty}^t Y(t') Z(\lambda_1, t - t') dt'. \quad /11/$$

1. Форму импульса быстрых нейтронов $Y(t)$ можно описать аналитически с помощью экспоненты, показатель которой представляется полиномом третьей степени /8/, однако функция такого типа неудобна при вычислении интеграла /11/, поэтому здесь выбирается следующая функция:

$$Y(t) = a \begin{cases} a_1 e^{-b_1(t-t_1)} & t \leq t_1 \\ 1 - \beta t^2 - \gamma t^3 + \delta t^4 & t_1 \leq t \leq t_2 \\ a_2 e^{-b_2(t-t_2)} & t \geq t_2. \end{cases} \quad /12/$$

Условия непрерывности функции и ее производной в точках t_1 и t_2 позволяют сократить число параметров до семи /один из них, тот, который определяет положение максимума функции, в /12/ не приведен/. Подгонка функции /12/ к измеренному распределению приводит к следующим значениям параметров: $t_1 = /-148,6 \pm 0,5/$ мкс, $t_2 = /172,1 \pm 0,5/$ мкс, $a_1 = 0,3297 \pm 0,0014$; $a_2 = 0,1963 \pm 0,0006$; $b_1 = /0,01515 \pm 0,00014/$ мкс⁻¹, $b_2 = /0,01495 \pm 0,00015/$ мкс⁻¹; $\beta = /0,442 \pm 0,007/ \cdot 10^{-4}$ мкс⁻²; $\gamma = /0,4 \pm 0,1/ \cdot 10^{-8}$ мкс⁻³,

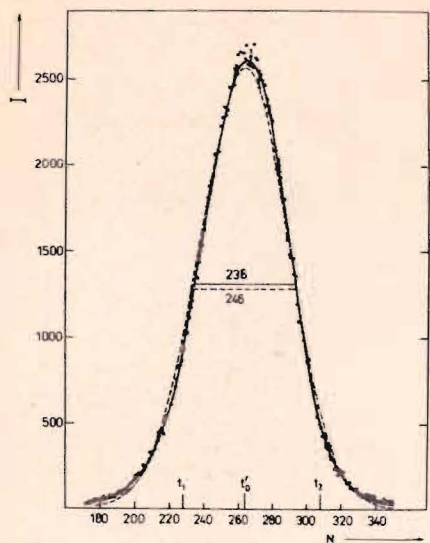


Рис.3. Временное распределение $Y(t)$ импульса быстрых нейтронов на реакторе ИБР-2. Точки - эксперимент, пунктирная кривая соответствует гауссовской функции, сплошная кривая - функции /12/. N - номер канала /ширина канала 4 мкс/, I - счет детекторов.

$\delta = /0,60 \pm 0,2/ \cdot 10^{-9}$ мкс⁻⁴
и /после нормировки/ $a =$
 $= 0,389 \cdot 10^{-2}$ мкс⁻¹. При этом величина χ^2 на одну степень свободы оказывается равной 1,5. На рис.3 представлен результат этой подгонки. Для сравнения приведен

результат подгонки с гауссовской функцией, для которой соответствующая величина χ^2 оказалась равной 7.

2. Известно аналитическое выражение для функции замедления $Z(\lambda, t)$ в случае замедлителя с бесконечной толщиной /4/. Хотя это выражение удобно для вычисления интеграла /11/, его нельзя использовать для замедлителя с небольшой толщиной, т.к.: оно дает нереальные времена жизни нейтронов в замедлителе и сдвиг положения максимума распределения. Поэтому было принято следующее эмпирическое выражение:

$$Z(t) = a_0 \begin{cases} \gamma_0 t^3 - \delta_0 t^4 & 0 \leq t \leq t_0 \\ e^{-b_0(t-t_0)} & t \geq t_0 \end{cases} \quad /13/$$

Из условий непрерывности этой функции и ее производной в точке t_0 следует

$$\gamma_0 = 4/t_0^3 + b_0/t_0^2; \quad \delta_0 = 3/t_0^4 + b_0/t_0^3. \quad /14а,б/$$

а нормировка дает

$$a_0 = 20b_0 / (20 + 8b_0 t_0 + b_0^2 t_0^2). \quad /14в/$$

Таким образом, функция /13/ содержит только два неизвестных параметра - t_0 и b_0 , которые зависят от длины волны нейтронов λ . Параметр t_0 представляет собой, приблизительно, положение максимума распределения, и для замедлителя конечного размера он

является ограниченным при $\lambda \rightarrow \infty$; аналогично, ограниченным при $\lambda \rightarrow \infty$ является и параметр b_0 . Для t_0 использовалось выражение

$$t_0 = \epsilon_1 \lambda^2 / (1 + \epsilon_2 \lambda^3) \quad /15/$$

и для b_0 , в соответствии с /5/, выражение

$$b_0^{-1} = \epsilon_3 (1 - e^{-\epsilon_4 \lambda}). \quad /16/$$

Параметры ϵ_i / $i = 1, \dots, 4$ / были получены с помощью подгонки по МНК функции /13/ к экспериментальным данным для гребенчатого замедлителя /6/. Подгонка производилась сразу для четырех длин волн /0,96; 1,28; 1,93 и 3,82 Å/. Фон представлялся в виде двух слагаемых: $A \exp[-a(t + T_j)] + B_j$; $T_j = c_1 L \lambda_j / j = 1, \dots, 4$ - номер соответствующих длин волн/, параметры которых также определялись в ходе процедуры подгонки. В результате были получены следующие значения: $\epsilon_1 = /69,4 \pm 1,5/$ мкс Å^{-3} ; $\epsilon_2 = /0,491 \pm 0,016/ \text{Å}^{-1}$; $\epsilon_3 = /131,7 \pm 1,5/$ мкс и $\epsilon_4 = /2,86 \pm 0,37/ \text{Å}^{-1}$, при χ^2 на одну степень свободы, равном 1,58, и наибольшим R -фактором для отдельных кривых 1,7%. На рис.4 показан результат подгонки. Используя эти модели для функций Y и Z , свертка /11/ может быть вычислена аналитически. При этом получаются разные формулы для пяти интервалов: $t \leq t_1$, $t_1 \leq t \leq t_1 + t_0$, $t_1 + t_0 \leq t \leq t_2$, $t_2 \leq t \leq t_2 + t_0$, $t \geq t_2 + t_0$ /всегда выполняется $t_1 + t_0 < t_2$ /. Однако для интервала $t_1 \leq t \leq t_2 + t_0$ можно выразить интеграл с очень хорошей точностью одной формулой /полиномом шестой степени/, учитывая условия непрерывности функции и ее первой производной в точках t_1 , t_m - положение максимума функции, $t_2 + t_0$ и сохранения площади под кривой в этом интервале. В результате функция P имеет вид

$$P(\lambda, t) = \begin{cases} e_1 e^{b_1 t} & t \leq t_1 \\ \sum_{k=0}^6 q_k (t - t_m)^k & t_1 \leq t \leq t_2 + t_0 \\ e_0 e^{-b_0 t} + e_2 e^{-b_2 t} & t \geq t_2 + t_0 \end{cases} \quad /17/$$

Получающиеся выражения для параметров громоздки и поэтому здесь не приводятся. На рис.5 представлен вид функции $P(\lambda, t)$ для некоторых длин волн. На рис.6 приведена зависимость главных характеристик от длины волны: положение пика - 1, центр тяжести - 2, ширина на половине высоты - 3, дисперсия - 4, асимметричность - 5 и эксцесс - 6. Видно, что при $\lambda > 2$ Å все характеристики становятся постоянными.

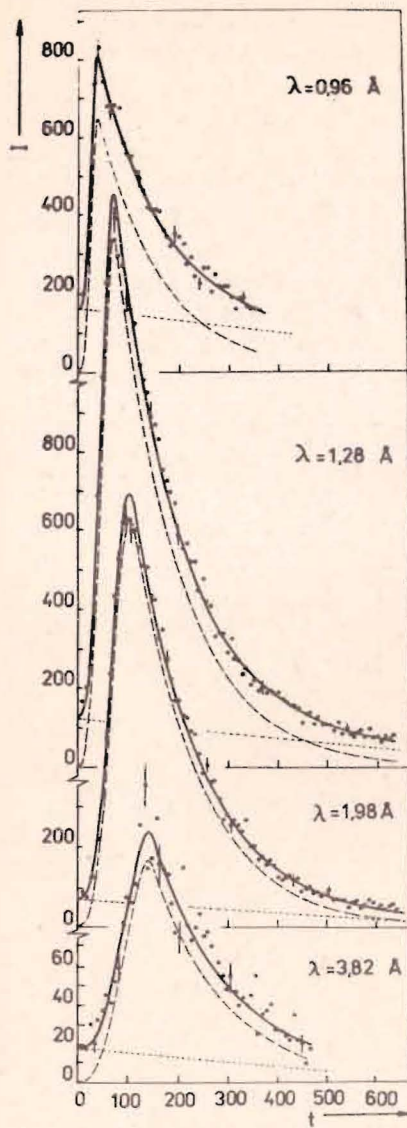
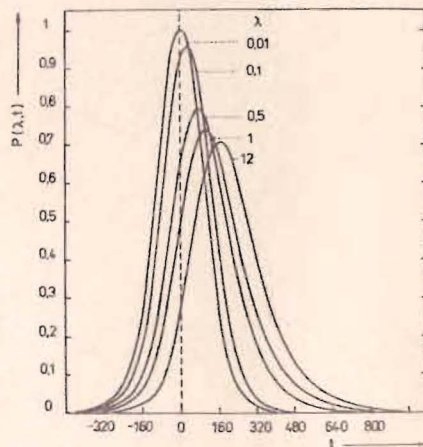


Рис.4. Функция замедления $Z(\lambda, t)$ для разных длин волн. Точки - эксперимент^{/6/}, штриховая кривая определена формулой /13/, пунктирная кривая - фон, сплошная кривая - сумма двух предыдущих кривых.

Рис.5. Временное распределение медленных нейтронов при различных длинах волн λ , Å, полученное сверткой функции замедления и импульса быстрых нейтронов.



3. Минимальная ширина функций $P(\lambda, t)$ 236 мкс /при $\lambda = 0$ /, поэтому функцию $\tau^{-1}A(t)$ под интегралом /7/ можно представить δ -функцией, если ширины временных каналов меньше этой величины /например, $\tau \leq 128$ мкс/. В противоположном случае свертку /7/ можно легко вычислить, имея в виду прямоугольный профиль функции $A(t)$.

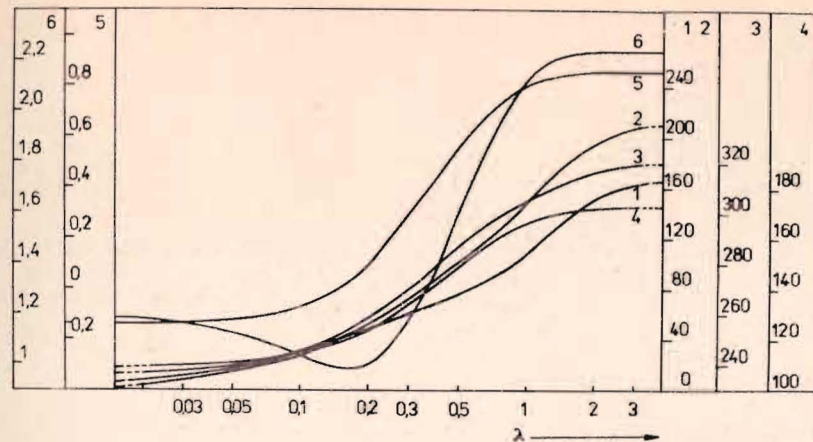


Рис.6. Зависимость основных характеристик временного распределения замедленных нейтронов: 1 - положение максимума, 2 - центр тяжести, 3 - ширина на половине высоты, 4 - дисперсия, 5 - асимметрия, 6 - эксцесс.

4. Функция пропускания системы монохроматизации $M(\Delta E_2)$, при наличии только одного коллиматора, в энергетическом масштабе имеет вид

$$M(\Delta E_2) = \iint R_c(\gamma - \omega + \frac{\Delta E_2}{2E_{20}} \operatorname{tg} \theta_B) T_c(\gamma) T_m(\omega) d\gamma d\omega, \quad /18/$$

где $R_c(\Delta)$ - коэффициент отражения кристалла, $T_c(\gamma)$ - функция пропускания коллиматора и $T_m(\omega)$ - распределение ориентаций отдельных монокристаллических пластин, из которых составлен монокристалл-монокроматор, относительно их средней ориентации. Отражающая способность монокристалла в форме пластинки, которая расположена симметрично относительно падающего и рассеянного пучков получается по известной формуле^{/7/}:

$$R_c(\Delta) = \begin{cases} 1/(1 + \gamma + \gamma_1 \operatorname{cth} \gamma_1 s) & \mu \neq 0 \\ s/(1 + s) & \mu = 0 \end{cases} \quad /19/$$

с обозначениями

$$s = D_0 \sigma(\Delta) / \sin \theta_B, \quad \gamma = \mu / \sigma(\Delta), \quad \gamma_1 = \sqrt{2\gamma + \gamma^2}, \quad \sigma(\Delta) = QW(\eta, \Delta),$$

где D_0 - толщина кристалла, μ - коэффициент поглощения, Q - сечение рассеяния единицы объема и $W(\eta, \Delta)$ - мозаичное распределение /применяется гауссовская функция/ с дисперсией η^2 . Функция

пропускания коллиматора является треугольной функцией с шириной a_c :

$$T_c(\gamma) = 1 - |\gamma|/a_c \quad |\gamma| \leq a_c \quad /20/$$

Распределение ориентаций отдельных монокристаллических пластин неизвестно, но можно его принять прямоугольным или треугольным с шириной β_m , точный вид этого распределения слабо влияет на результат. Свертку /18/ вычислить аналитически не удастся, но эту трудность можно обойти, используя приближение Грама-Чарлиера (Gram-Charlier). Для симметричной функции M:

$$M(u) = A_0 e^{-A_2^2 u^2} [1 + A_4 H_4(A_2 u) + A_6 H_6(A_2 u) + \dots], \quad /21/$$

где $u = \Delta E_2 \operatorname{tg} \theta_B / (2E_{20})$ и H_k - полиномы Эрмита. Коэффициенты A_k выражаются через площадь m_0 и центральные нормированные моменты функции M μ_2, μ_4, μ_6 :

$$A_0 = m_0 / (2\pi\mu_2)^{1/2}; \quad A_2^2 = (2\mu_2)^{-1};$$

$$A_4 = (\mu_4 - 3\mu_2^2) / (96\mu_2^2); \quad A_6 = [\mu_6 - 15\mu_2(\mu_4 - 2\mu_2^2)] / (5760\mu_2^3). \quad /22/$$

Эти моменты вычисляются из моментов функций R_c, T_c, T_m , как следует из свертки /18/. Моменты функции R_c определяются численным интегрированием /методом Гаусса-Эрмита/, а моменты функций $T_c(T_m)$ имеют величину $a_c^2/6, a_c^4/15$ и $a_c^6/28$ ($\beta_m^2/12, \beta_m^4/80, \beta_m^6/448$, если T_m - прямоугольная).

5. В случае большой мозаичности кристалла-монокристаллятора /или при его отсутствии/ конкретный вид функции пропускания бериллиевого фильтра $F(E)$ и функции $\Phi(E)$ в интеграле /9/ сильно влияет на результат вычислений.

Для $F(E)$ было получено аналитическое выражение путем аппроксимации данных, использованных в /8/, полиномом шестой степени /с R-фактором - 0,38%/: $F(E) = 0,563E - 0,194E^2 + 0,377E^3 - 0,164E^4 + 0,0266E^5 - 0,0015E^6$ для $E \leq E_F = 5,12$ мэВ.

3. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Для сравнения вычисленной функции разрешения с экспериментом можно использовать упругий пик ванадия, в этом случае закон рассеяния является δ -функцией и формула /8'/ имеет вид

$$I(T_0) = \Phi_T(E_{10}) e^{\sqrt{\frac{E_{20}}{E_{10}}} R_T(-\Delta T_0/c, -\Delta T_0)}. \quad /23/$$

где ΔT_0 - разность между временем пролета T_0 и временем пролета, соответствующим упругому рассеянию. Методом наименьших квадратов функция /23/ подгонялась к экспериментально определенным данным упругого пика, который измерялся в присутствии и бериллиевого фильтра, и монокристаллического монохроматора, изготовленного из пиролитического графита. Фон описывался параболической функцией. Подгоночными параметрами служили: амплитуда, брэгговский угол θ_B , мозаичность η и ширина распределения ориентации отдельных кристаллитов β_m , которое предполагалось треугольным. Расходимость коллиматора была фиксирована, но так как функция распределения $T_m(\omega)$ неизвестна, то подгонка проводилась при нескольких значениях a_c в диапазоне от $0'$ до $180'$. При этом параметры фона и θ_B практически не менялись, но η и β_m менялись в пределах 12 и 36 мин соответственно. Наилучшая подгонка получилась при $a_c = 140'$ с R-фактором 2,7% и параметрами $\theta_B = /38,67 \pm 0,03/'$, $\eta = /38,5 \pm 0,6/'$ и $\beta_m = /140,6 \pm 1,2/'$.

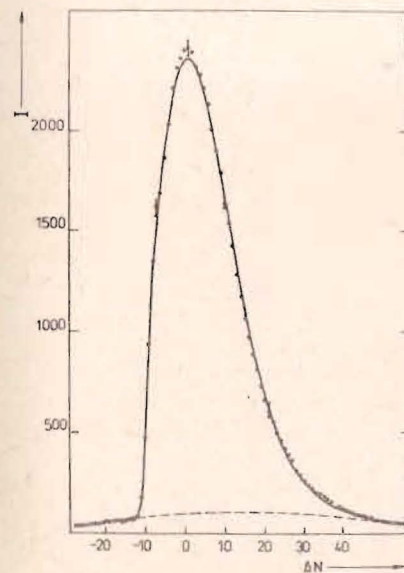


Рис.7. Временное распределение пика упругого рассеяния на ванадии. Точки - эксперимент, сплошная кривая - расчет по формуле /23/, пунктирная кривая - дополнительный вклад в упругий пик, обусловленный неучитываемой дополнительной частью пропускания фильтра и фона. ΔN - относительный номер канала, ширина канала 128 мкс.

Результат подгонки представлен на рис.7. Небольшое расхождение на вершине пика может быть обусловлено поведением функции пропускания фильтра. На рис.8 показаны функции разрешения для нескольких передач энергии, вычисленные с помощью найденных параметров.

В заключение следует указать, что программа для вычисления функции разрешения реализована на ЭВМ PDP-11/70. Счетное время для одной точки функции разрешения 0,018 с, если пренебречь слабо меняющимися и малоотличающимися от единицы факторами в /9/, и 0,024 с, если эти факторы учитывать. Таким образом,

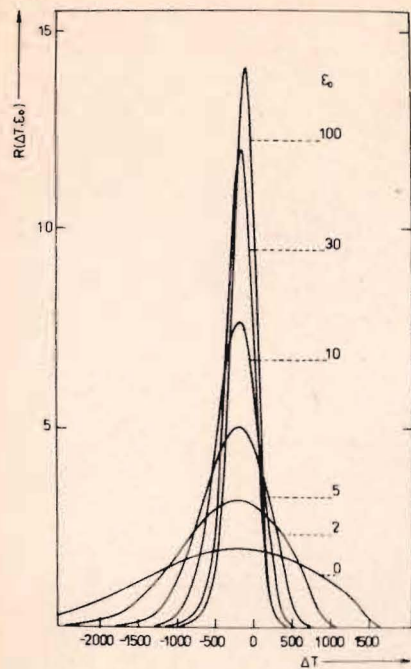


Рис.8. Функция разрешения в зависимости от времени ΔT для разных переданных энергий ϵ_0 .

счетное время примерно в 120 раз меньше времени, которое требовалось для вычисления функции разрешения с помощью прежней программы, использованной в⁸.

Нам хотелось бы поблагодарить А.М.Балагурова за полезные дискуссии, Ю.М.Останевича и В.К.Игнатовича за критическое чтение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Parlinski K. et al. In: Research Applications of Nuclear Pulsed Systems. IAEA, Vienna, 1967, p.179.
2. Балука Г. и др. ОИЯИ, P3-84-242, Дубна, 1984.
3. Бондаренко И.И., Ставиский Ю.Я. АЭ, 1959, т.7, с.417.
4. Carpenter J.M. Nucl.Instr. and Meth., 1977, vol.145, p.91.
5. Popovici M., Stoica A.D., Bajorek A. Acta Cryst., 1975, A31, p.197.
6. Гундорин Н.А., Назаров В.М. ОИЯИ, P3-80-721, Дубна, 1980.
7. Bacon G.E. Neutron Diffraction. Clarendon Press, Oxford, 1967.
8. Matz W. Dissertation A. Tech.Univ. Dresden, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 апреля 1985 года.

Мюле Э., Попа Н., Полеску М.

P3-85-279

Функция разрешения нейтронного спектрометра по времени пролета в обратной геометрии на реакторе ИБР-2

Описаны принципы вычисления функции разрешения спектрометра по времени пролета в обратной геометрии для неупругого некогерентного рассеяния нейтронов. Экспериментальные характеристики временных распределений быстрых и термических нейтронов на импульсном реакторе ИБР-2 в ЛНФ ОИЯИ приближаются к эмпирическим функциям. Функция пропускания систем монохроматора коллиматора аппроксимируется приближением Грам-Чарлиера. Это позволяет аналитически вычислять большинство интегралов свертки в функции разрешения.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Mühle E., Popa N., Popescu M.

P3-85-279

Resolution Function of the Neutron Time-Of-Flight Spectrometer in Inverse Geometry at the IBR-2 Reactor

The resolution function of the time-of-flight spectrometer for inelastic neutron scattering to inverse geometry at the IBR-2 reactor, JINR, is calculated. Using empirical functions for the measured time distributions of fast and thermalized neutrons and the Gram-Charlier-approximation for the transmission function of the monochromatizing system, most of the convolution integrals appearing in the resolution function can be calculated analytically.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985