

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ44.1а  
А-376

9/VI-75  
13 - 8727

2070/2-75

Ф.Айххорн, В.Матц, Ф.Прокерт, Б.Н.Савенко,  
К.Фельдманн, К.Хенниг

К МЕТОДУ ОБРАТНОЙ ГЕОМЕТРИИ  
С ДВОЙНЫМ ФИЛЬТРОМ  
НА ИМПУЛЬСНОМ РЕАКТОРЕ

**1975**

Ф.Айххорн\*, В.Матц, Ф.Прокерт\*, Б.Н.Савенко,  
К.Фельдманн, К.Хенниг

К МЕТОДУ ОБРАТНОЙ ГЕОМЕТРИИ  
С ДВОЙНЫМ ФИЛЬТРОМ  
НА ИМПУЛЬСНОМ РЕАКТОРЕ

---

\* Центральный институт ядерных исследований,  
Россендорф, ГДР

## 1. Введение

Для исследования угловых и энергетических распределений медленных нейтронов, рассеянных твердыми телами и жидкостями, используются различные экспериментальные установки. В некоторых из них применяются фильтры нейтронов, например, для изучения квазиупругих и некогерентных неупругих процессов в спектрометрах обратной геометрии на импульсных источниках нейтронов <sup>1,2/</sup> (см. рис. 1). Есть два основных способа улучшения разрешающей способности спектрометра обратной геометрии с фильтром перед детектором, которые основаны на уменьшении диапазона (окна) длин волн нейтронов, регистрируемых в эксперименте: а) применение монокристалла, установленного за фильтром <sup>3/</sup>, и б) применение двойного фильтра ("оксечный" фильтр <sup>5/</sup> и метод "разностных" фильтров <sup>4,6/</sup>). В дальнейшем рассматривается только метод "разностных" фильтров. При этом вместо одного фильтра применяются два независимых друг от друга фильтра с различными граничными энергиями пропускания нейтронов (рис. 2). Разность чисел нейтронов, зарегистрированных независимыми детекторами D1 и D2, дает конечный результат.

Для улучшения разрешающей способности метода "разностных" фильтров в диапазоне передаваемых энергий  $\epsilon$  от 5 до 100 мэВ мы предлагаем один из фильтров сделать комбинированным из нескольких различных материалов (рис. 2). Этот фильтр в дальнейшем будем называть "двойным" фильтром.

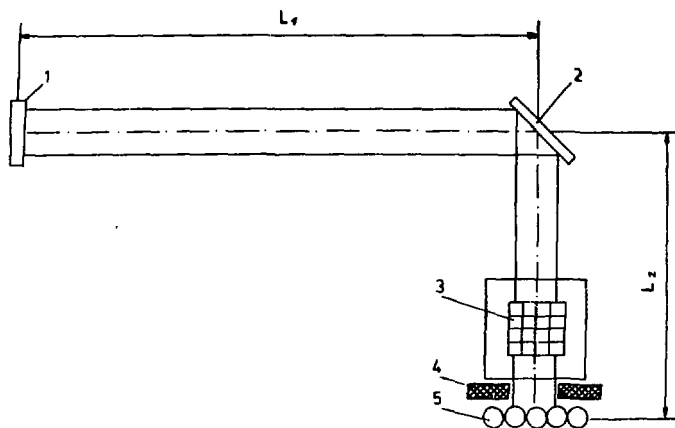


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 - замедлитель, 2 - образец, 3 - фильтр (двойной или обычный), 4 - коллиматор, 5 - детектор.

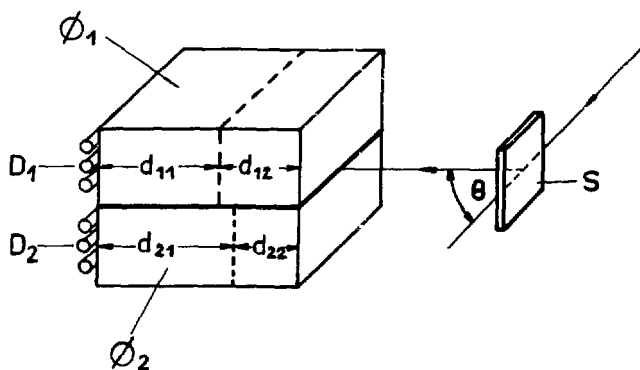


Рис. 2. Схема двойного фильтра,  $D_1$ ,  $D_2$  - детекторы,  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  - фильтры,  $S$  - образец,  $d_{11}, \dots, d_{22}$  - толщины материала фильтра.

## 2. Принцип работы двойного фильтра

Допустим, что образец 2 на рис. 1 рассеивает нейтроны только некогерентно и упруго. Тогда на фильтр 3 попадают нейтроны, распределение которых по длине волн ( $\lambda$ ) показано на рис. 3 (кривая (1)). Фильтр из поликристаллического материала рассеивает все нейтроны с длиной волны меньше граничной  $\lambda_1$  ( $\lambda_1 = 3,95 \text{ \AA}$  для бериллия), а нейтроны с  $\lambda > \lambda_1$  проходят через фильтр без рассеяния, только испытывая поглощение в его материале. Это поведение иллюстрируется кривой (2) на рис. 3. Для исследования неупругих

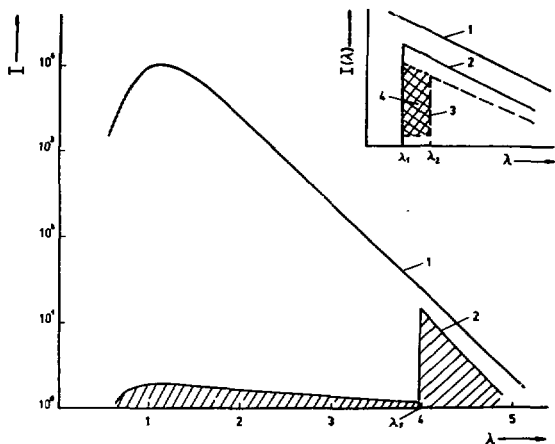


Рис. 3. Спектр отфильтрованных нейтронов  $I(\lambda)$  в зависимости от длины волн  $\lambda$ . 1 - спектр реактора; 2 и 3 - спектр нейтронов, прошедших через фильтры  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ , с граничными длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  соответственно; 4 - разность между 2 и 3 после нормировки.

процессов с помощью фильтра необходимо, чтобы интенсивность нейтронов с  $\lambda < \lambda_1$  после прохождения через него уменьшалась в  $10^3 + 10^4$  раз больше, чем нейтронов с  $\lambda > \lambda_1$ . Это требует применения довольно толстых фильтров, что сильно ограничивает выбор пригодных для их изготовления материалов из-за больших сечений поглощения тепловых нейтронов для многих веществ.

В таблице приведены граничные длины волн и полные сечения рассеяния и поглощения нейтронов для некоторых материалов. До сих пор в методе "разностных" фильтров применялись бериллий и окись бериллия  $^{4}/\text{Be}$ . Для дальнейшего улучшения метода нужно подобрать материалы для фильтров с более близкими, чем у бериллия и окиси бериллия, граничными энергиями пропускания нейтронов, например, бериллий и железо (граничная длина волны  $\lambda_2$ ). Однако только одно железо нельзя использовать в качестве материала для фильтра из-за его большого сечения поглощения. Поэтому для смещения граничной длины волны с  $\lambda_1$  на  $\lambda_2$  можно использовать сравнительно тонкий слой железа перед обычным бериллиевым фильтром (двойной фильтр). Изменение интенсивности нейтронов  $I(\lambda)$ , прошедших через  $\text{Fe}/\text{Be}$ -фильтр, иллюстрируется кривой (3) на рис. 3.

### 3. Реализация двойного фильтра

#### 3.1. Общее условие

В методе разностных фильтров для получения искомого результата берется разность

$$I_1(\lambda) - I_2(\lambda) = I_r(\lambda), \quad (1)$$

где  $I_i(\lambda)$  – число нейтронов, прошедших через фильтр ( $i = 1, 2$ ), при условии, что

$$I_1(\lambda) = I_2(\lambda) \quad \text{для } \lambda \geq \lambda_2, \quad (2)$$

где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  – граничные длины волн для фильтров  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$

Таблица

материал	$\lambda_j$ Å	$N_j$ $10^{23} \cdot \text{см}^{-3}$	$\epsilon_j^t$ 100 К, 5 Å барн	$N_j \epsilon_j^t$ 100 К, 5 Å $\text{см}^{-1}$	$\epsilon_j^t$ 3 Å барн
Be	3,95	1,263	0,05	0,0062	5,8
BeO	4,68	0,710	0,31	0,0078	7,8
Fe	4,1	0,8470	9,0	0,76	14,0
Cu	3,9	0,8463	12,0	1,02	13,0

соответственно (считаем  $\lambda_2 > \lambda_1$ , рис. 3). Таким образом,  $I_r(\lambda)$  - это интенсивность нейтронов, прошедших через фильтр, пропускающий нейтроны в диапазоне длин волн (окне)  $\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2$ .  $I_i(\lambda)$  связано с  $I_0(\lambda)$  (интенсивность падающего на фильтр пучка нейтронов) следующим образом:

$$I_i(\lambda) = I_0(\lambda) e^{-\sigma_i^t N_i d_i}, \quad (3)$$

где  $\sigma_i^t$  - полное сечение рассеяния и поглощения нейтронов материалом  $i$ -того фильтра,  $N_i$  - число атомов в  $1 \text{ см}^3$  и  $d_i$  - толщина материала фильтра на пути нейтронов.

$$\sigma^t = \sigma_{el}^{coh} + \sigma_{el}^{incoh} + \sigma_{inel} + \sigma^a. \quad (4)$$

Упругое когерентное сечение рассеяния  $\sigma_{el}^{coh} = 0$  для  $\lambda > \lambda_2$ . Неупругим сечением рассеяния ( $\sigma_{inel}$ ) можно пренебречь при работе с охлажденным до температуры жидкого азота (77K) фильтром. Кроме этого, можно выбрать материалы, для которых сечение поглощения  $\sigma^a \gg \sigma_{el}^{incoh}$  (упругого некогерентного сечения рассеяния). Поэтому ограничиваемся приближением  $\sigma_i^t \sim \sigma_i^a$ .

Для фильтров, состоящих из двух различных материалов (рис. 2), можно написать:

$$I_1(\lambda) = I_0(\lambda) e^{-\sigma_{11}^a(\lambda) N_{11} d_{11} - \sigma_{12}^a(\lambda) N_{12} d_{12}} \quad (5)$$

и

$$I_2(\lambda) = I_0(\lambda) e^{-\sigma_{21}^a(\lambda) N_{21} d_{21} - \sigma_{22}^a(\lambda) N_{22} d_{22}}. \quad (6)$$

Если геометрические размеры фильтров и эффективности детекторов нейтронов одинаковы, то условие (2) выполняется тогда, когда

$$\begin{aligned} \sigma_{11}^a(\lambda) N_{11} d_{11} + \sigma_{12}^a(\lambda) N_{12} d_{12} = \sigma_{21}^a(\lambda) N_{21} d_{21} + \dots \\ + \sigma_{22}^a(\lambda) N_{22} d_{22}. \end{aligned} \quad (7)$$



Так как

$$\sigma_{ij}^a(\lambda) = \sigma_{ij}^a(\lambda_2) \frac{\lambda}{\lambda_2}, \quad (8)$$

то уравнение (7) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \sigma_{11}^a(\lambda_2) N_{11} d_{11} + \sigma_{12}^a(\lambda_2) N_{12} d_{12} = \\ = \sigma_{21}^a(\lambda_2) N_{21} d_{21} + \sigma_{22}^a(\lambda) N_{22} d_{22}. \end{aligned} \quad (9)$$

В случае необходимости использования  $\sigma^t$  вместо  $\sigma^a$ , когда уравнение (8) несправедливо, следует исходить из уравнения (7), заменяя  $\sigma^a$  на  $\sigma^t$ .

## 3.2. Конкретные материалы

### 3.2.1. Be и BeO

Пусть фильтры  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  состоят только из Be и BeO соответственно. При этом  $d_{12} = d_{22} = 0$  и (9) можно переписать в виде

$$\sigma_{Be}^t(\lambda_2) N_{Be} d_{Be} = \sigma_{BeO}^t(\lambda_2) N_{BeO} d_{BeO}. \quad (10)$$

Взяв  $\sigma^t$  из [7] и подсчитав  $N$  (табл. 1), получаем

$$d_{BeO} = 1,005 d_{Be}. \quad (11)$$

Требование ослабления потока нейтронов с  $\lambda < \lambda_1$  после прохождения через фильтр в  $10^4$  раз приводит (см. (3) и  $\sigma^t$  (3 Å) из таблицы) к минимальным толщинам  $d_{BeO} = 16,8$  см и  $d_{Be} = 12,7$  см (эти результаты имеют очень грубый ориентировочный характер, так как в формуле (3) не учтены процессы многократного рассеяния нейтронов).

Ясно, что в окне (рис. 3) при  $\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2$  нет необходимости ослаблять нейтронный поток в  $10^4$  раз. Поэтому можно использовать фильтр  $\Phi_2$  с относительно тонким слоем BeO. Однако это требует применения дополнительных мер для ослабления спектра нейтронов с  $\lambda < \lambda_1$ , прошедших через фильтр. Это легко можно осуществить с помощью слоя BeO и Be, следующих

друг за другом в фильтре  $\Phi_2$ , учитывая при этом требование (9). Использование такого двойного фильтра целесообразно только тогда, когда материал фильтра имеет большое сечение поглощения.

### 3.2.2. Вe и Fe/Ve

Дальнейшее уменьшение диапазона длин волн в окне можно получить с помощью комбинации Вe ( $\lambda_1 = 3,95 \text{ \AA}$ ) и Fe ( $\lambda_2 = 4,1 \text{ \AA}$ ) (см. таблицу). В этом случае  $\Phi_1$  состоит из Вe толщиной  $d_{11}$  ( $d_{12} = 0$ ),  $\Phi_2$  - из слоя Вe толщиной  $d_{21}$  и слоя Fe толщиной  $d_{22}$ . Из уравнения (9), после подстановки данных из таблицы получается

$$8,1 \cdot 10^{-3} (d_{11} - d_{21}) = d_{22} \quad (12)$$

Величины  $d_{11} = 25 \text{ см}$ ,  $d_{21} = 15 \text{ см}$  и  $d_{22} = 0,1 \text{ см}$  удовлетворяют уравнению (12), но, к сожалению, толщина Fe  $d_{22} = 0,1 \text{ см}$  мала. В диапазоне длин волн  $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$   $\Phi_2$  рассеивает только ~15% падающего пучка. Так как неразумно из-за поглощения увеличивать толщину Fe в несколько раз, надо принимать другие меры:

- 1) использовать второй слой в фильтре  $\Phi_1$  с  $\sigma^1$  для  $\lambda > \lambda_2$ , близким к  $\sigma^1$  железа, из материала, который не имеет граничной длины волн при  $\lambda \geq \lambda_1$  (например, Cu);
- 2) использовать текстуру железа (см. раздел 3.4).

### 3.3. Оптимизация окна

Можно рассмотреть конкурирующие процессы рассеяния и поглощения нейтронов в слое железа и рассчитать оптимальную толщину слоя  $d_{22}$ , при которой число нейтронов  $I_s$  с длинами волн в диапазоне  $\lambda_1 \leq \lambda < \lambda_2$ , рассеянных фильтром (высота окна 4 на рис. 3), максимально:

$$I_s = I_0 (e^{-\sigma_a N d_{22}} - e^{-(\sigma_a + \sigma_s) N d_{22}}), \quad (13)$$

где  $I_0$  - число падающих нейтронов,  $N$  - число ядер в  $\text{см}^2$ ,  $\sigma_s$  и  $\sigma_a$  - сечения когерентного рассеяния и поглощения соответственно. Получается

$$d_{22} = \frac{1}{N\sigma_s} \ln \left( \frac{\sigma_s + \sigma_a}{\sigma_a} \right). \quad (14)$$

Все величины в формуле (14) для железа известны и, подставляя их, получаем  $d_{22} = 0,8$  см. При такой толщине фильтра интенсивность нейтронов с длинами волн в интервале  $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$  падает на 74% вследствие рассеяния и при  $\lambda = \lambda_2$  падает на 47% из-за поглощения.

#### 3.4. О влиянии текстуры Fe на свойства фильтра

При использовании фильтра, состоящего из двух слоев  $\text{Be}$  и  $\text{Fe}$ , возникает трудность, которая связана с большим сечением поглощения железа, что привело к применению слоя толщиной  $d_{22} = 0,1$  см (раздел 3.2.2). При этом величина (высота) окна 4 на рис. 3 не оптимальна: 15% вместо 80%. Надо было бы улучшить отражающие способности  $\text{Fe}$  при  $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$ . Для этого мы предполагаем использовать текстурные свойства  $\text{Fe}$ . Так как брэгговская граничная длина волны железа  $\lambda_2$  обусловлена отражением от плоскостей (110), определенная текстура с осью [110], параллельной оси падающего пучка нейтронов, увеличивает отражающую способность слоя железа при  $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$ . Оптимальный размер зерен текстуры примерно  $10^{-4}$  см<sup>1/3</sup>. При больших зернах первичная экстинкция ухудшает способность текстурного слоя железа рассеивать нейтроны с длинами волн  $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$  назад. Наши оценки показывают, что использование слоя малой толщины ( $\sim 1$  мм) увеличивает обратное отражение нейтронов в 3,5 раза, а при очень большой толщине текстурного слоя ( $\sim 10$  см) не получается выигрыша из-за вторичной экстинкции.

#### 4. Расчет разрешающей способности установки с двойным фильтром

Для исследования неупругих процессов с помощью двойного фильтра в спектрометре обратной геометрии на импульсном источнике нейтронов важно знать разрешающую способность спектрометра по передаваемой энергии нейтронов. Разрешающая способность зависит и от ширины окна фильтра ( $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$ ), и от временной ширины нейтронного импульса при заданной геометрии эксперимента (рис. 1).

Нейтроны с энергией  $E_0$ , покидающие замедлитель в момент времени  $t$ , попадают на образец в момент  $T_1$ :

$$T_1 = t + \frac{\alpha L_1}{\sqrt{E_0}}, \quad (15)$$

где  $L_1$  - длина пролетной базы "замедлитель-образец",  $\alpha = \sqrt{m/2}$ , где  $m$  - масса нейтрона. Потеряв при рассеянии на образце энергию  $\epsilon = E_0 - E > 0$ , такую, что  $E \leq E_K$  ( $E_K$  - граничная энергия пропускания фильтра), нейтроны достигают детектора в момент  $T$ :

$$T = t + \frac{\alpha L_1}{\sqrt{E_0}} + \frac{\alpha L_2}{\sqrt{E}}, \quad (16)$$

где  $L_2$  - расстояние образец-детектор.

Функцию временного распределения зарегистрированных детектором нейтронов  $N_1(T)$  и  $N_2(T)$ , пропускаемых фильтрами  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  соответственно, в хорошем приближении можно записать в виде

$$N_i(T) dT = dT \int_0^\infty dE_0 \int_0^\infty dE \int_{-\infty}^\infty dt \rho(t, E_0) n(E_0) \sigma(E_0, E, \phi) \times \\ \times \Phi_i(E) \delta\left(T - t - \frac{\alpha L_1}{\sqrt{E_0}} - \frac{\alpha L_2}{\sqrt{E}}\right). \quad (17)$$

Входящие в формулу (14) выражения аппроксимируем следующим образом:

1)  $\rho(t, E_0)$  - распределение по времени нейтронов, выходящих из замедлителя, запишем в виде /9/:

$$\rho(t, E_0) = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ 1 - \exp[-t/\tau_1(E_0)], & 0 \leq t \leq t_m, \\ \{1 - \exp[-t_m/\tau_1(E_0)]\} \exp(-\frac{t-t_m}{\tau_2(E_0)}), & t > t_m, \end{cases} \quad (18)$$

где  $\tau_1(E_0)$  и  $\tau_2(E_0)$  - характеристические времена переднего и заднего фронта реакторного импульса соответственно и  $t_m$  - длительность переднего фронта реакторного импульса. На основании данных из работ /9,10/ и полученных нами на ИБР-30 можно пользоваться выражением

$$\tau_1(E_0) = \tau_2(E_0) = 100 \exp(-0,0114 E_0), \quad (19)$$

где  $E_0$  - в мэВ,  $\tau(E_0)$  - в мкс и  $t_m = 80$  мкс. Уравнения (18) и (19) хорошо описывают форму и ширину (с точностью  $\pm 10\%$ ) реакторного импульса в диапазоне энергий от 1 до 100 мэВ.

2)  $n(E_0)$  - распределение по энергии нейтронов, выходящих из замедлителя,  $n(E_0)$  описывается распределением Максвелла:

$$n(E_0) \sim E_0 \exp\left(-\frac{E_0}{T_M}\right), \quad (20)$$

где  $T_M = 420\text{K}$  - определенная эффективная температура замедлителя /11/.

3)  $\sigma(E_0, E, \phi)$  - сечение рассеяния нейтронов на образце в зависимости от энергий падающих и рассеянных нейтронов и от угла рассеяния. Для расчетов было взято сечение  $\sigma$  однофононного некогерентного рассеяния на угол  $90^\circ$  для кубической решетки Бравэ в виде /12/

$$\sigma(E_0, E, \phi) = \sqrt{\frac{E}{E_0}} (2E_0 - E) \delta(E_0 - E - E). \quad (21)$$

4)  $\Phi_1(E)$  - функция пропускания  $i$ -того фильтра, умноженная на эффективность детектора. При расчетах нами использовались экспериментально (с помощью фильтра из  $Be$ ) определенные функции  $\Phi_1(E)$  и  $\Phi_2(E)$ .  $\Phi_1(E) = \Phi_2(E)$  для  $E \leq E_2$ .  $\Phi_1(E) = 0$  для  $E > E_1$  и  $\Phi_2(E) = 0$  для  $E > E_2$ . Тем самым выполняется условие (2). Первые расчеты проводились для передаваемых энергий (1 - 100 мэВ) в предположении идеальной точечной геометрии, то есть без учета конечных размеров источника нейтронов, образца и детектора, и привели к функциям, показанным на рис. 4 для  $E_1 = 5,2$  мэВ ( $Be$ ),  $E_2 = 4,2$  мэВ ( $BeO$ ) и  $E_2 = 5,0$  мэВ ( $Fe$ ),  $L_1 = 33$ ,  $L_2 = 1,1$  м. На рис. 5 изображена зависимость относительной временной ширины функции разрешения на половине высоты  $\Delta T/T$  от передаваемой энергии для разных  $E_2$  и с учетом реальной геометрии (диаметр образца 20 см, толщина детектора 5 см). Интересно отметить, что окно с  $E_1 = 5,2$  мэВ ( $Be$ ) и  $E_2 = 5,0$  мэВ ( $Fe$ ) достаточно узко в том смысле, что для указанной ширины реакторного импульса и разумных длин пролетных баз ( $L_1 = 33$  м,  $L_2 = 1,1$  м) дальнейшее сужение окна незначительно изменяет  $\Delta T/T$ . Это значит, что с помощью данного спектрометра можно получить разрешение  $\Delta T \leq 2\%$ . Для дальнейшего улучшения разрешения необходимо уменьшать и ширину реакторного импульса, и окно фильтра.

### 5. Предварительные эксперименты

Для проверки работы вышепредложенного двойного фильтра нами были проведены предварительные эксперименты с комбинацией следующих материалов:

1)  $BeO$ ,  $Be$  и  $Be - Fe$ ,  $Be$ .

В первом случае имели (рис. 2)  $d_{11} = 20$  см ( $Be$ ),  $d_{12} = 0$ ,  $d_{21} = 20$  см ( $Be$ ) и  $d_{22} = 4,7$  см ( $BeO$ ). Во втором случае -  $d_{11} = 20$  см ( $Be$ ),  $d_{12} = 0$ ,  $d_{21} = 20$  см ( $Be$ ) и  $d_{22} = 1$  см ( $Fe$ ). При этом условие (2) точно не было выполнено. Экспериментально определенные функции пропускания  $\Phi_1(E)$  и  $\Phi_2(E)$  отличались на 30% для

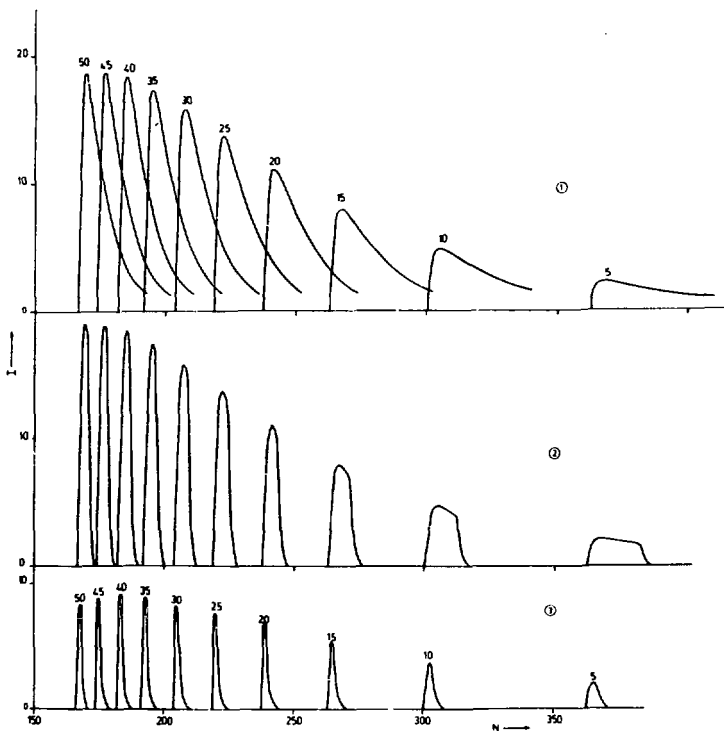


Рис. 4. Вычисленные функции разрешения для точечной геометрии и различных фильтров. 1.  $E_1 = 5,2$ . 2.  $E_1 = 5,2$ ;  $E_2 = 4,2$ . 3.  $E_1 = 5,2$ ;  $E_2 = 5,0$  ( $E_1$  и  $E_2$  - в мэВ). Числа над пиками - передача энергии в мэВ.

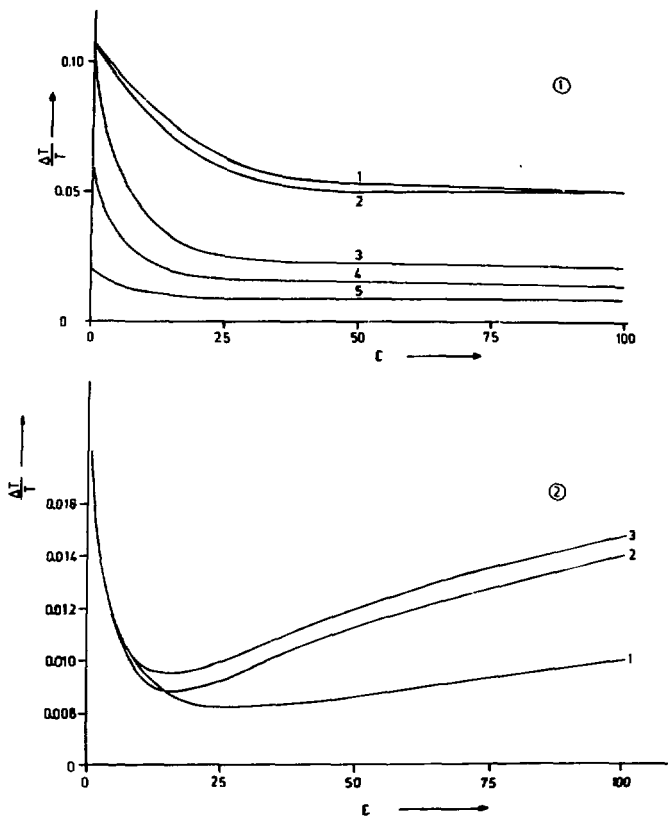


Рис. 5. Разрешающая способность по времени в зависимости от передачи энергии (расчет). Во всех случаях  $E_1 = 5,2$  мэВ; для кривых 1 : 1 -  $E_2 = 0$  мэВ; 2 -  $E_2 = 3$  мэВ; 3 -  $E_2 = 4,2$  мэВ; 4 -  $E_2 = 4,6$  мэВ; 5 -  $E_2 = 5,0$  мэВ. Для всех кривых 2  $E_2 = 5,0$  мэВ. 1 - точечная геометрия; 2 - с учетом конечных размеров образца; 3 - с учетом конечных размеров образца и детектора.



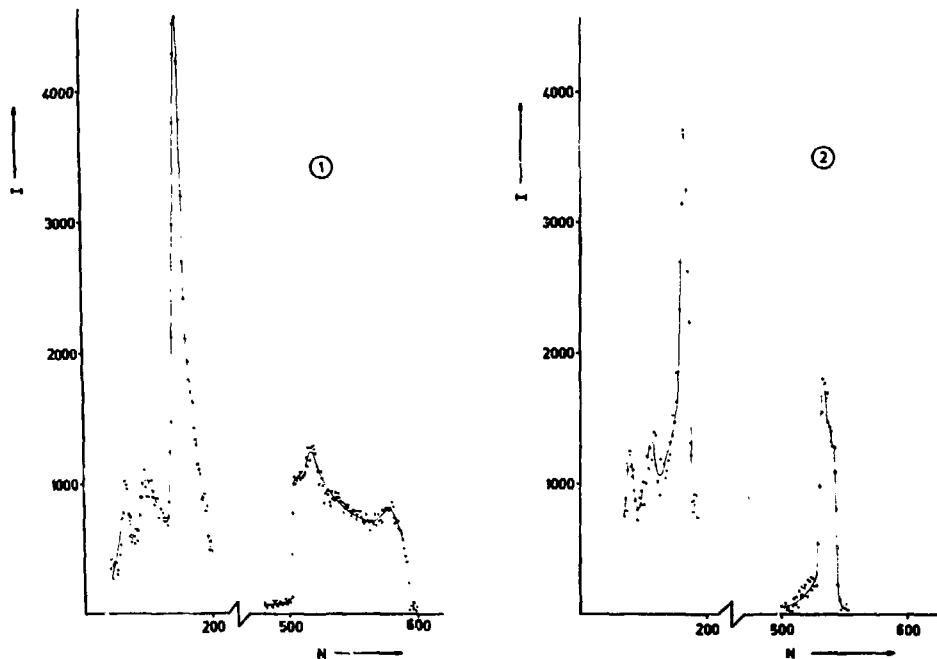


Рис. 6. Спектр нейтронов, рассеянных на образце  $\text{NH}_4\text{Cl}$  под углом  $90^\circ$  при 77 K после прохождения через 1 - двойной Be-BeO фильтр; 2 - двойной Be-Fe/Be фильтр.

разных Е. Нормировка компенсации разных чисел от счетов на обоих детекторах (см. 3.1) проводилась в широком диапазоне длин волн нейтронов с  $\lambda > \lambda_2$ . С этими фильтрами мы исследовали неупругий спектр образца  $\text{NH}_4\text{Cl}$  при 77 К.  $\text{NH}_4\text{Cl}$  является удобным образцом для методических измерений, так как в спектре рассеянных на нем тепловых нейтронов имеется острый пик с  $\epsilon \sim 49$  мэВ, ширина которого, по теоретическим оценкам,  $\sim 1$  мэВ<sup>13</sup>. Полученные нами результаты приведены на рис. 6. На рис. 6 (1) видно окно, обусловленное брэгговскими граничными длинами волн Ве при  $N = 500$  и ВеО при  $N = 600$ , и узкий пик при  $N = 185$  (49 мэВ) с  $\frac{\Delta T}{T} = (5 \pm 0,3)\%$ . На рис. 6 (2) окно заметно уже из-за комбинации Ве с Fe, и ширина пика при  $N = 185$  дает  $\frac{\Delta T}{T} = (3,3 \pm 0,3)\%$ . В обоих случаях разрешение спектрометра улучшилось по сравнению с простым бериллиевым фильтром, для которого  $\frac{\Delta T}{T} = (7 \pm 0,5)\%$  в пике с  $\epsilon \sim 49$  мэВ. Для выяснения причин различия между экспериментально определенной шириной пика с  $\epsilon \sim 49$  мэВ и расчетами в реальной геометрии ( $\frac{\Delta T}{T} \sim 1,2\%$ ) для комбинации Ве-Fe/Ве требуются дальнейшие исследования.

Светосила двойных фильтров известных типов ("окошечный" фильтр и метод "разностных" фильтров) сильно зависит от сечений поглощения используемых материалов. С помощью описываемого двойного фильтра возможно и использование сильно (по сравнению с Ве) поглощающих материалов, что позволяет подобрать другие материалы фильтров для дальнейшего улучшения разрешающей способности этого метода.

#### Литература

1. А.Байорек, Т.А.Мачехина, К.Парлински, Ф.Л.Шапиро. Препринт ОИЯИ, Р-1899, Дубна, 1964.
2. F.T.Webb. AERE Report 4263, London, 1964.
3. K.Parlinski, M.Sudnik-Hryniewicz, A.Bajorek, T.A.Janik and W.Olejarczyk. Research Applications of Nuclear Pulsed Systems, IAEA, Vienna, 1967, p.179.

4. S.S.Pan, F.T.Webb and M.L.Yeater. Nucl. Instr.Meth., 42, 197 (1966).
5. P.K.Iyengar. Nucl.Instr.Meth., 26, 367 (1964).
6. Рассеяние тепловых нейтронов. Под ред. П.Игелстаффа (перев. с англ.), Атомиздат, Москва, 1970, стр. 131.
7. P.G.Knubchandi, S.Sanatani. J.Phys.Chem. Solids, 24, 782 (1963);  
D.J.Hughes and R.B.Schwartz. Neutron Cross Sections, BNL-325 (1958) and supplement, 1960.
8. R.J.Weiss. Phys.Rev., 86, 271 (1952).
9. W.Kley. Research Applications of Nuclear Pulsed Systems, IAEA, Vienna, 1967, p.201.
10. W.Watanabe, M.Kimura, H.Takahashi and S.Tomiyoshi. Pulsed Neutrons and their Utilization (Euratom-Japan Atomic Energy Society), CID, Luxemburg, 1973, p.255.
11. В.В.Голиков, Ж.А.Козлов, В.К.Кулькиня, Л.Б.Пикельнер, В.Т.Руденко, Э.И.Шарапов. Сообщение ОИЯИ, 3-5736, Дубна, 1971.
12. И.И.Гуревич, Л.В.Тарасов. Физика нейтронов низких энергий, Наука, Москва, 1965, стр. 176.
13. И.Парлински. Препринт ОИЯИ, P-3061, Дубна, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 марта 1975 года.