

СЗУ, 1л

Д-551

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

30/1-72

Дубна

3724/2-72

14 - 6577



Л.Добжиньски, Х.Кепа, А.Холас, А.Шкатула

СПЕКТРОМЕТР ВКСН-300
НА РЕАКТОРЕ ИБР В ДУБНЕ

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

1972

14 - 6577

Л.Добжиньски, Х.Кепа, А.Холас, А.Шкатула

СПЕКТРОМЕТР ВКСН-300
НА РЕАКТОРЕ ИБР В ДУБНЕ

Объединенный институт
высших исследований
БИБЛИОТЕКА

1. Введение

Спектрометр ВКСН-300 был изготовлен в Институте ядерных исследований в Сверке (ПНР). Принцип работы и некоторые конструкционные особенности спектрометра ВКСН-300 рассмотрены в /1/.
спектрометра ВКСН-300 рассмотрены в /1/.

Схема спектрометра ВКСН-300 показана на рис. 1. Спектрометр состоит из стола для образца (S_s) и трех главных плеч, используемых для определения энергии нейтронов, рассеянных на три разных угла. На каждом плече помещены соллеровские коллиматоры ($K-II$). Стол образца и плечи смонтированы на одной оси. Одно из плеч может поворачиваться в горизонтальной плоскости вокруг оси стола с образцом на угол от 27° до 107° . Такой же интервал углов перекрывался двумя другими плечами, взятыми вместе. Минимальный угол рассеяния определяется размерами ловушки нейтронов (BS), находящейся на пути прямого пучка. В случае необходимости ловушку можно убрать совсем.

На каждом плече помещена система монохроматора, состоящая из стола монохроматора (SM), дополнительного плеча со счетчиком, соллеровского коллиматора ($K-III$) и детектора (D).

Углы $2\theta_A$ поворота дополнительных плеч меняются от -75° до 75° . Угловые скорости вращения дополнительного плеча и стола монохроматора имеют отношение 2:1. Для удобства наладки спектрометра предусматривается также независимое вращение стола монохроматора.

Всеми поворотами спектрометра можно управлять автоматически.

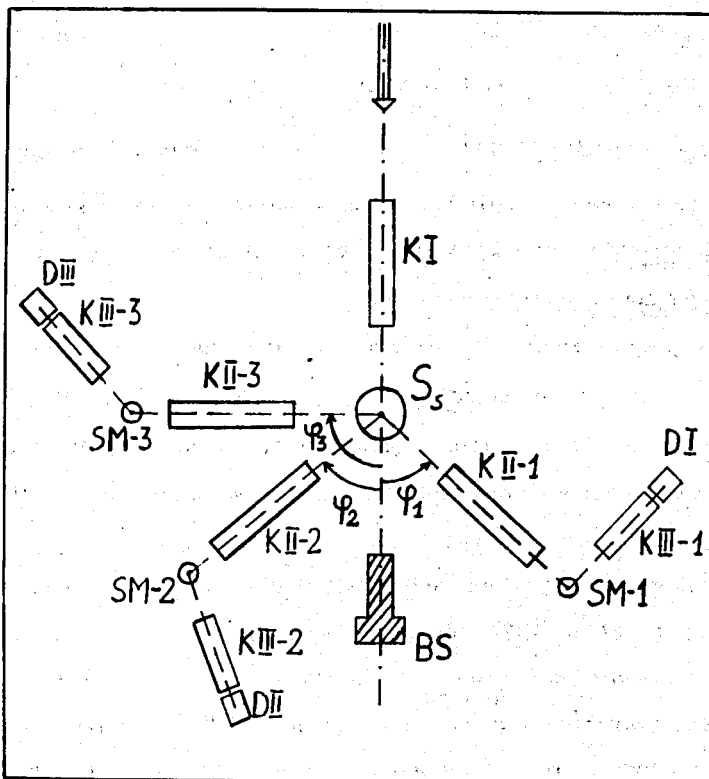


Рис. 1. Схема спектрометра ВКСН-300.

Положения всех осей спектрометра измеряются цифровыми датчиками угла поворота с точностью $\sim 2'$. Информация, получаемая от 3-х нейтронных детекторов и монитора, накапливается на временном анализаторе, память которого разделена на 4 секции по 1024 канала.

Для детектирования нейтронов применены сцинтилляционные счетчики $ZnS(Ag)$, обогащенные B^{10} .

В таблице 1 представлены основные рабочие характеристики спектрометра ВКСН-300.

Вычисления разрешающей способности спектрометра, сделанные с помощью процедуры, описанной в последней части этой статьи, показали, что коллиматоры $K-I$ и $K-III$ улучшают разрешающую способность спектрометра незначительно, поэтому в настоящее время они не употребляются. Коллиматоры $K-II$ имеют угловой раствор $25'$.

II. Упругое рассеяние

В этой части описаны результаты исследования дифракции нейтронов на порошке кремния и брэгговского рассеяния от монокристаллов алюминия и сплава $Co-Fe$.

На рис. 2 представлена типичная дифракционная картина от порошка кремния (время измерения 8 часов). Образец был помещен в тонкий алюминиевый цилиндр диаметром 4 см и высотой 10 см. Вертикальные размеры окон коллиматоров (см. табл. 1) ограничивали эффективный объем образца до 76 см^3 .

Таблица I

Данные спектрометра ВКСН-300.

<u>Расстояния:</u>	
Образец-замедлитель L_1	12,99 м
Образец-монохроматор L_2	1,60 м
Монохроматор-детектор L_3	0,52 м
Диаметр канала реактора	200 или 75 мм
Соответствующая площадь поверхности замедлителя видимая с места расположения образца	855 или 117 см ²
Размеры пучка на образце (окно коллиматора КI)	5,3 x 6,0 см
Поток тепловых нейтронов на образце (средний по времени при мощности реактора 25 кВт)	$4,8 \times 10^6 \frac{n}{\text{см}^2 \text{сек}}$
Возможные углы коллимаций коллиматоров К-I; К-II; К-III	10' , 25' , 45'
Пределы углов поворота плеч (см. рис. I)	
φ_1	от 27° до 107°
φ_2	от 27° до 80°
φ_3	от $\varphi_2 + 27^\circ$ до 107°
<u>Монохроматоры:</u>	
Монокристалл	цинк
размеры	19x6x2 см
мозаичный разброс	20' и 40'
<u>Детекторы нейтронов:</u>	
Сцинтиллятор	ZnS(Ag)+B ¹⁰
толщина	1 мм
средняя эффективность	30%
площадь детектора	50 см ²
Наименьший шаг поворота каждой из осей спектрометра	2,16'

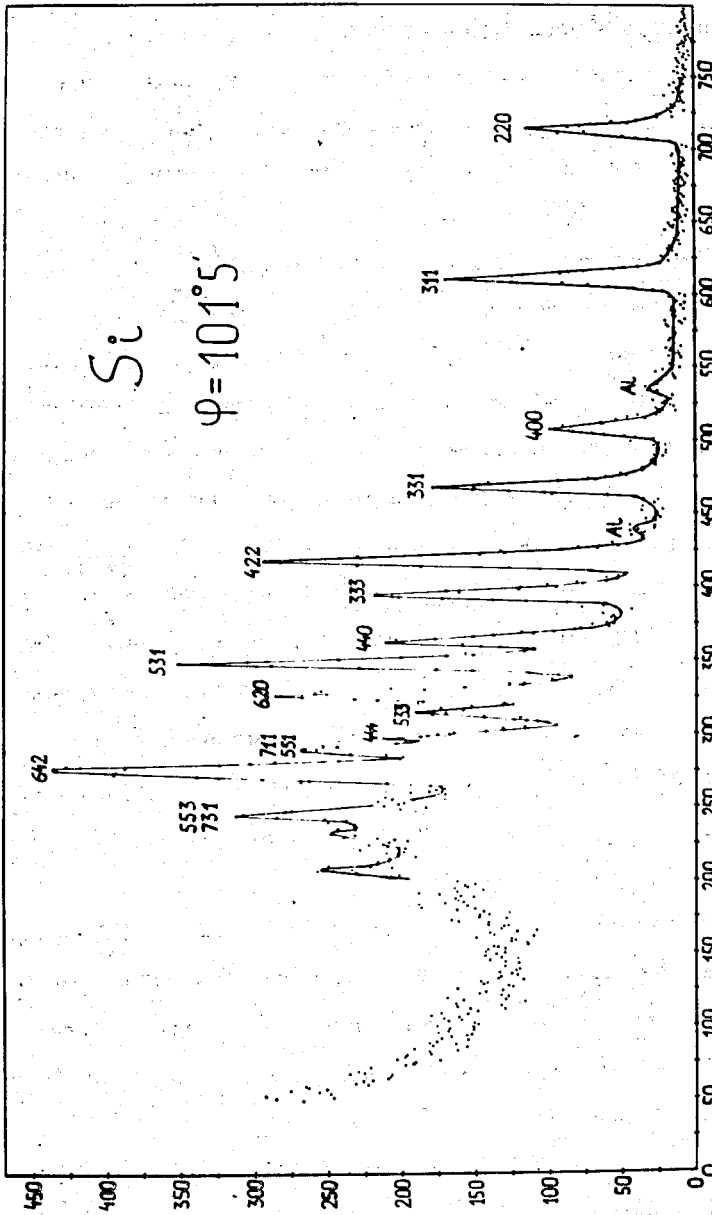


Рис. 2. Порошковая нейтронограмма кремния. По оси абсцисс отложены номера каналов анализатора времени пролета, (ширина канала 16 мксек). Угол рассеяния $\phi = 10^{\circ}15'$.

Как видно из таблицы 1, измерения можно проводить при двух разных диаметрах канала в защите реактора. Результаты, приведенные на рис. 2, были получены при меньшем диаметре канала реактора. Для канала диаметром 200 мм интенсивность нейтронов в 7 раз больше, чем для канала диаметром 75 мм.

Рис. 2 показывает, что пики, оказываются хорошо разрешенными. В промежутке от отражения (400) до 220 ($\sim 0,9 \text{ \AA} \leq \lambda \leq \sim 2,0 \text{ \AA}$) полуширина пиков составляла ~ 130 мксек. Если определить разрешающую способность спектрометра как $\Delta\lambda/\lambda$, где $\Delta\lambda$ — полуширина пика, то в указанном промежутке длин волны разрешающая способность $1\% \leq \Delta\lambda/\lambda \leq 2\%$. Полуширину пиков можно уменьшить до ~ 100 мксек, если "отравить" замедлитель и сфокусировать спектрометр ^{/3/}. На нашем спектрометре невозможно выполнение всех условий фокусировки, так как первичный пучок нейтронов перпендикулярен поверхности замедлителя, а положение поверхностей счетчиков относительно рассеянного пучка фиксировано. Однако имеется возможность уменьшить вклад в разрешающую способность от образца путем изготовления образца в виде тонкой пластины, расположенной под соответствующим углом к нейтронному пучку ^{/3/}.

Увеличение диаметра канала в защите реактора до 200 мм привело к ухудшению разрешающей способности; полуширина пиков возросла с 130 до ~ 180 мксек. Интенсивность нейтронов в этом эксперименте позволяет работать с порошковыми образцами малых объемов (несколько кубических сантиметров).

Отношение эффекта к фону для пиков (111), (220) и (311) в случае кремния составляло $\sim 20:1$.

Подобные измерения были проведены для монокристаллов алюминия и сплава $Co-Fe$. В случае алюминия нейтроны, рассеянные на Al , рассеивались еще на монокристалле Zn , помещенном на столе монохроматора. Измерения были проведены для нескольких длин волн нейтронов от $\sim 1 \text{ \AA}$ до $\sim 3,5 \text{ \AA}$.

Интенсивность в максимуме рефлекса (200) составляла ~ 130 н/мин/ 16-мксекундный канал при диаметре канала 75 мм. Соотношение эффект - фон составляло $\sim 300:1$. Полуширины пиков возрастали от 130 мксек для 1 \AA до ~ 200 мксек для 3 \AA .

III. Неупругое рассеяние

Измерения неупругого рассеяния нейтронов проводились двумя методами: дифракционным на сплаве $Co-Fe$ и с анализом энергии рассеянных нейтронов на монокристалле алюминия. Измерение закона дисперсии магнонов дифракционным методом обсуждается подробно в^{/4,5/}. Мы ограничимся здесь приведением результатов измерений неупругого рассеяния нейтронов на алюминии. Измерения были проведены в так называемой обратной геометрии^{/1,6/}.

Некоторые экспериментальные результаты представлены на рис.3. Положения возможных брэгговских отражений первого и второго порядка от цинкового монохроматора отмечены стрелками, соответствующие длины волн нейтронов указаны цифрами. Каждая из кривых на рис. 3 была получена за 12 часов измерений. Эксперимент проводился при диаметре канала в защите реактора 200 мм. Над фоновыми пиками, отвечающими брэгговскому отражению первого порядка от монохроматора (в дальнейшем будем называть такие фоновые пики фоновыми пиками первого порядка), указаны частота ω (рад/сек), приведенный

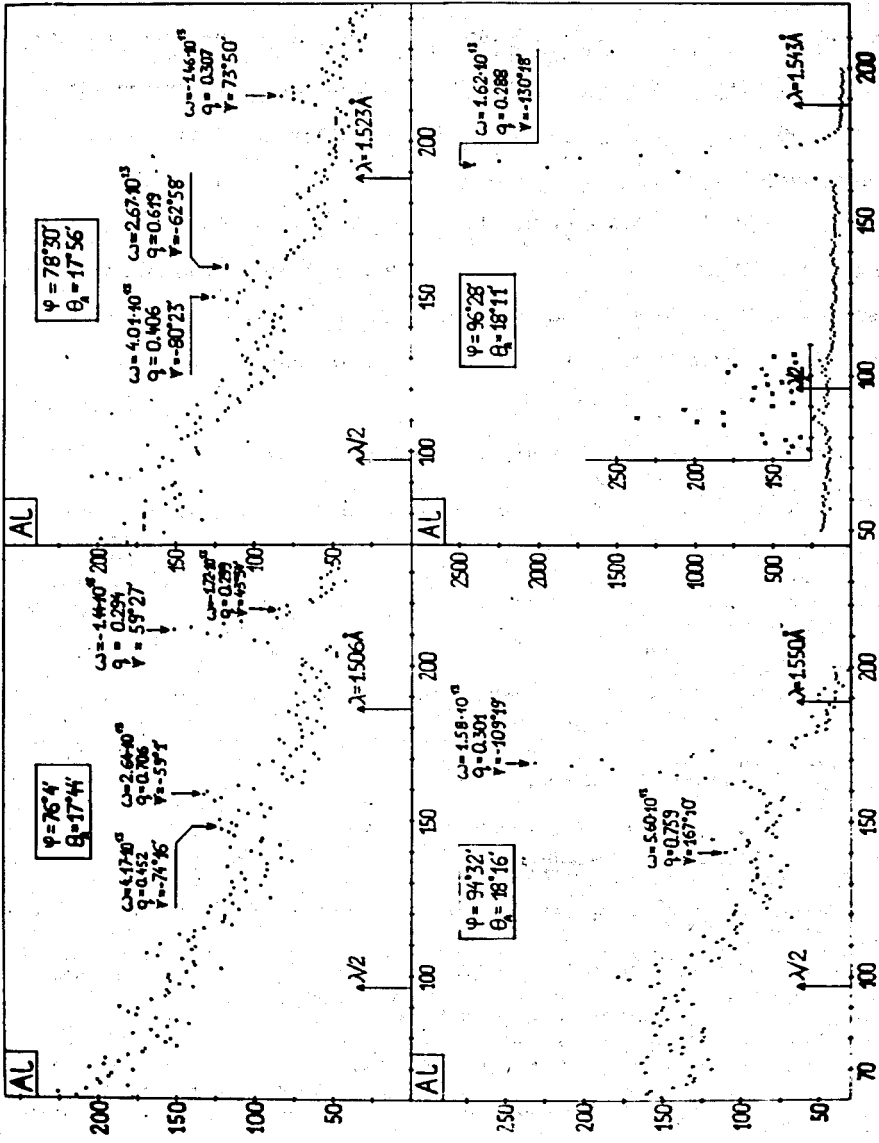


Рис. 3. Примеры экспериментально наблюдаемых спектров рассеяния нейтронов на фонах. Ширина канала анализатора времени пролета - 32 мксек, номер канала показан на оси абсцисс. ϕ - угол рассеяния, ω - брэгговский угол для монохроматора.

волновой вектор фонона \vec{q} (в единицах $2\pi/\bar{a} = 1,555 \text{ \AA}^{-1}$), а также угол между вектором \vec{q} и направлением $[100]$.

Фононные пики второго порядка (в левой части каждого рисунка) не описаны подобным образом из-за больших неопределенностей в определении энергии и импульса фонона.

Интенсивность фононных пиков в условиях эксперимента составляла ~ 14 н/час/32/мсекундный канал. Отношение эффект-фон в среднем было около 3:1. Для фононов с низкой энергией интенсивность и отношение эффект-фон были значительно выше.

Разрешающая способность $\Delta T/T$, где ΔT полуширина пика, составляла примерно $3 \pm 5\%$. К сожалению, существенно уменьшить ее нельзя, поскольку основной вклад в нее (2-3%) дает длительность вспышки реактора.

Проведенные эксперименты показывают, что для измерения пяти фононов с точностью $\sim 2\%$ в частоте фононов требуется около 30 часов.

После запуска реактора ИБР-2, у которого поток нейтронов будет на два порядка выше, окажется возможным проводить фононные измерения на малых образцах (в несколько кубических сантиметров) в разумное время.

IV. Разрешающая способность спектрометра

В решении этой задачи мы продолжаем подход /3/, который был разработан для упругого рассеяния. Теперь рассмотрим случай неупругого рассеяния. Пусть t_1 - время пролета нейтрона до рассеяния на образце (база L_1 , волновой вектор \vec{k}_1) и t_2 - после рассеяния (база L_2 , волновой вектор \vec{k}_2). Тогда полное пролетное время, будет:

$$t = t_1 + t_2 = \frac{m}{h} \left(\frac{L_1}{|k_1|} + \frac{L_2}{|k_2|} \right). \quad (5.1)$$

Конечные размеры источника и образца, мозаичность, коллимация и т.д. приводят к разбросу значений L_i и k_i , и, следовательно, к разбросу времени, т.е. уширению дифракционного пика.

В линейном приближении

$$\frac{\delta t}{t_1} = \frac{\delta t_1}{t_1} + \frac{t_2}{t_1} \frac{\delta t_2}{t_2} = \left(\frac{\delta L_1}{L_1} - \frac{\delta |k_1|}{k_1} \right) + \frac{L_2}{L_1} \frac{k_1}{k_2} \left(\frac{\delta L_2}{L_2} - \frac{\delta |k_2|}{k_2} \right). \quad (5.2)$$

Не все приращения в (5.2) являются независимыми. Будем предполагать, что передача энергии при рассеянии связана с передачей импульса через закон дисперсии измеряемых возбуждений $\omega(\vec{q})$:

$$\frac{\hbar^2}{2m} (k_1^2 - k_2^2) = \epsilon \hbar \omega(k_1 - k_2), \quad (5.3)$$

где $\epsilon = \pm 1$ при поглощении в испускании возбуждения соответственно. Дифференцируя обе стороны уравнения (5.3), приходим к зависимости:

$$k_1 \cdot \delta \vec{k}_1 - k_2 \cdot \delta \vec{k}_2 = \vec{g} (\delta \vec{k}_1 - \delta \vec{k}_2), \quad (5.4)$$

связывающей приращения импульсов $\delta \vec{k}_1$ и $\delta \vec{k}_2$.

Мы ввели следующее обозначение для вектора градиента энергии:

$$\vec{g} = \frac{m\epsilon}{h} \frac{\partial \omega(\vec{q})}{\partial \vec{q}}. \quad (5.5)$$

Рассмотрим теперь, к примеру, вклад в приращение времени δt , связанный только с конечными размерами замедлителя; при этом вклады других частей спектрометра будут считаться нулевыми ($\delta L_2 = 0$ и $\delta k_2 = 0$).

Тогда из (5.4) получаем:

$$(\vec{k}_1 - \vec{g}) \delta \vec{k}_1 = 0. \quad (5.6)$$

Пусть \vec{r} обозначает положение произвольной точки замедлителя, отсчитанное от его центра.

Нас интересует приращение импульса $\delta \vec{k}_1$ и приращение пролетной базы δL_1 нейтрона, испускаемого точкой \vec{r} по сравнению с нейтроном из центра ($\vec{r} = 0$). Выделяем компоненту \vec{r} , параллельную \vec{k}_1 : $r_{||} = \vec{r} \cdot \vec{k}_1 / k_1$ и перпендикулярную $r_{\perp} = \vec{r} - r_{||} \vec{k}_1 / k_1$ и вводим аналогичные определения для $\delta k_{1||}$, $\delta \vec{k}_{1\perp}$, $g_{||}$ и \vec{g}_{\perp} . Учитывая, что \vec{k}_1 направлен от источника к образцу, имеем $\delta L_1 = -r_{||}$, $\delta |\vec{k}_1| = \delta k_{1||}$, $\delta \vec{k}_{1\perp} / k_1 = -\vec{r}_{\perp} / L_1$ (с точностью до членов, линейных в \vec{r}). Тогда (5.6) можно переписать, выделяя параллельные и перпендикулярные компоненты:

$$(k_1 - g_{||}) \delta |\vec{k}_1| - \vec{g}_{\perp} (-\vec{r}_{\perp} k_1 / L_1) = 0. \quad (5.7)$$

Итак, мы выразили $\delta |\vec{k}_1|$ через \vec{r} . Подставляя (5.7) в (5.2), получаем окончательно:

$$\frac{\delta t}{t_1} = -\frac{r_{||}}{L_1} - \frac{1}{k_1} \frac{-\vec{g}_{\perp} \cdot \vec{r}_{\perp} k_1}{L_1 (k_1 - g_{||})} = -\frac{(\vec{k}_1 - \vec{g}) \vec{r}}{L_1 (\vec{k}_1 - \vec{g}) \vec{k}_1 / k_1}. \quad (5.8)$$

Замедлитель имеет обычно вид тонкой пластины. Если эту пластину направить перпендикулярно к $(\vec{k}_1 - \vec{g})$, то, как это следует из (5.8), конечные размеры замедлителя не приводят к уширению пика. Это является условием фокусировки источника. В частности, если измеряются фононы вдоль оси симметрии, то градиент \vec{g} параллелен этой оси и \vec{k}_1 , следовательно, условие фокусировки требует перпендикулярного расположения замедлителя к направлению пучка. В общем случае можно вычислить вклад в разрешение, интегрируя квадрат δt (5.8) по объему замедлителя.

Мы подробно рассмотрели замедлитель, чтобы проиллюстрировать наш подход. Влияние остальных частей спектрометра может быть определено аналогичным путем.

С целью полного описания разрешения спектрометра учитывались следующие переменные: вектор положения в источнике, в образце, в анализаторе (монохроматоре) и в детекторе (сокращение $UOAD$) и угол наклона мозаичного блока в образце - всего 13 переменных. Однако не все они независимы. Четыре из них коррелированы условием брэгговского отражения от монохроматора (с учетом его мозаичной структуры). Проблема оптимизации решалась численным образом. Была создана программа на ЭВМ СДС-1604А, по которой вычисляется разрешающая способность и светосила спектрометра. Интегрирование по четырем коррелированным переменным проводится по методу Монте-Карло, а по остальным - аналитически. В качестве данных, определяющих состояние эксперимента и спектрометра, вводятся следующие параметры: три расстояния между $UOAD$; размеры $UOAD$ (предполагается, что они имеют вид параллелепипедов, образец рассчитан и в виде цилиндра); углы ориентировки (наклона) $UOAD$ относительно их локальных систем координат; характеристики анализатора - монохроматора (d_{hkl} , мозаичность, поглощение); закон дисперсии фоонов, передача импульса (неприведенный импульс фоона). Имеется возможность учета коллиматоров OA и AD .

Проводя для заданного фоона (или другого возбуждения) серию вычислений, в которых изучается влияние всех изменяемых в спектрометре параметров, можно подобрать максимальную разрешающую способность для $k_{\parallel} \sim 4 + 6 \text{ \AA}^{-1}$ (что соответствует максимуму максвелловского распределения нейтронов в падающем пучке).

Кроме того, программа позволяет определить вид дифракционной линии (пика) путем свертывания временного распределения нейтронов, получаемых из замедлителя с распределением, определяемым геометрией всего спектрометра.

Как показано на рис. 4, вычисленная форма линии хорошо согласуется с экспериментальной.

V. Выводы

В описанных экспериментах спектрометр ВКСН-300 проявил себя надежным прибором для исследования как упругого, так и неупругого рассеяния нейтронов. Его достоинствами являются:

1. Прецизионная механическая часть: механические люфты не превышают $2'$, а максимальное отклонение положения любой из осей спектрометра от заданного не превышает $2'$ на 90° поворота.

2. Автоматическое управление осями спектрометра с применением различных внешних устройств (пишущая машинка, перфолента, ЭВМ).

3. Возможность полного управления экспериментом с помощью ЭВМ.

4. Фокусировка спектрометра, достигаемая определенной ориентацией всего спектрометра по отношению к замедлителю, детектора по отношению к рассеянному пучку и способом вырезания монокристалла-анализатора, которая позволяет существенно улучшить характеристики спектрометра

5. При расположении спектрометра на пучке, перпендикулярном к поверхности замедлителя, можно не использовать входной коллиматор. Это повышает светосилу установки ~ в 6 раз без заметного ухудшения разрешения.

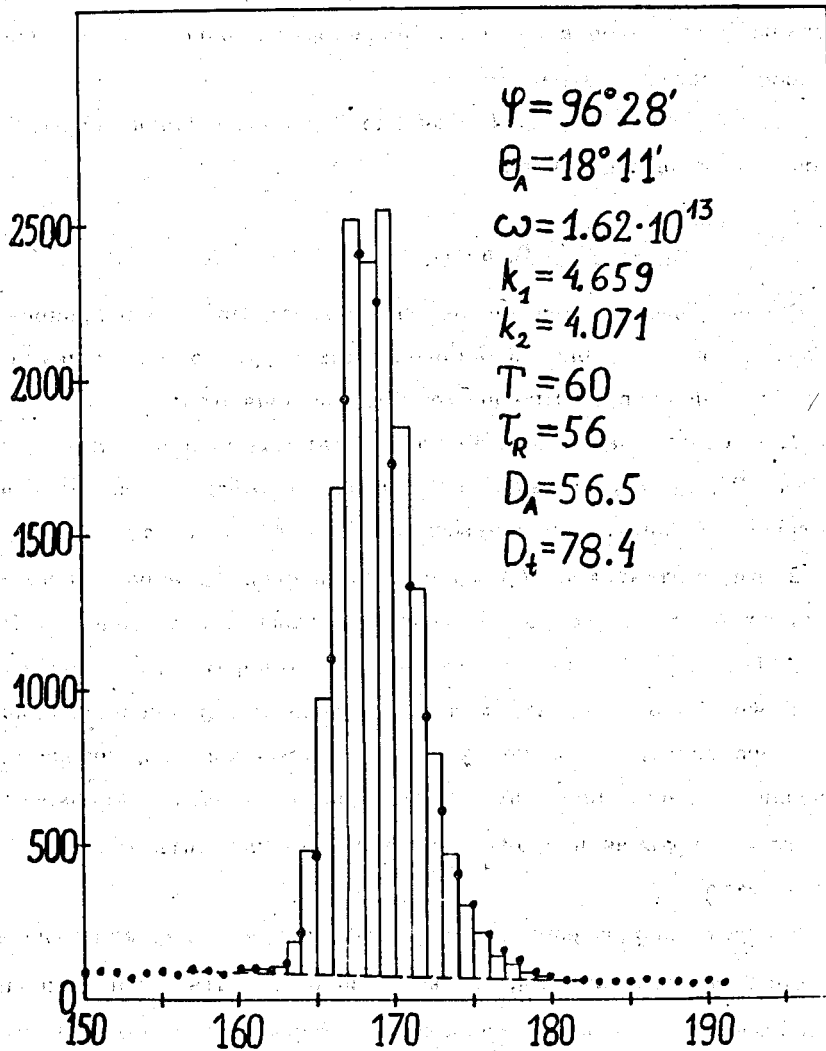


Рис. 4. Сравнение экспериментальной (точки) и вычисленной форм фоновый пика. T -полуширина вспышки быстрых нейтронов в мксек, τ_R -время релаксации нейтронов в замедлителе, D_A -инструментальная, а D_t -полная дисперсия пика (в мксек).

6. Ориентация детектора по отношению к рассеянному пучку и использование монокристалла, вырезанного оптимальным образом, позволяют отказаться от остальных двух коллиматоров. При этом светосила установки возрастает еще ~ в 10 раз (по сравнению с коллиматорами \mathcal{B}'), а разрешающая способность ухудшается не более чем на 30%.

7. При оптимизации всех параметров спектрометра и использовании более мощного импульсного реактора (со средней мощностью ~ 2,5 мвт) время измерения одного фона может быть снижено до нескольких минут (Al , $V \sim 100 \text{ см}^3$) при достаточно высоком разрешении ($\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \leq 1\%$).

Авторы выражают свою искреннюю благодарность Ю.М. Останевичу за полезные и стимулирующие обсуждения, Ж.А. Козлову за помощь в наладке детекторной системы спектрометра и А. Чайковскому за техническое обеспечение работ.

Литература

1. E.Maliszewski, V.V.Nitz, I.Sosnowska, J.Sosnowski. Proc.Symp.Inel.Scatt. of Neutrons, vol.2,313 (Copenhagen 1968).
2. B.H.Day, R.N.Sinclair, Nucl.Instr. Meth. 72, 237 (1969).
3. A.Holas, Nukleonika 13, 871 (1968).
4. L.Dobrzynski, Nucl.Instr. and Meth. 95, 45 (1971).
5. L.Dobrzynski, Н.Кера, Nucl.Instr. and Meth. 99, 227 (1972).
6. Э. Малишевски, Т.А. Мачехина, В.В. Нитц, Пак Гван О. Препринт ОИЯИ, Р14-4270, Дубна, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 июля 1972 года.