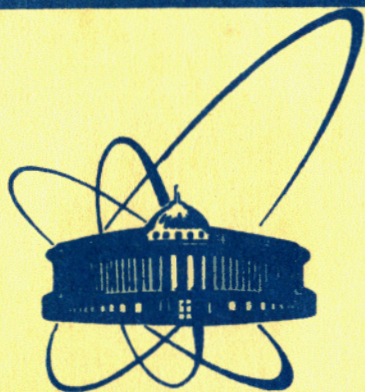


84-765



**сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна**

P3-84-765

А.М.Балагуров, А.И.Бескровный, Н.Попа

**НЕЙТРОННЫЙ ДИФРАКТОМЕТР  
НА ИМПУЛЬСНОМ РЕАКТОРЕ ИБР-2  
Определение эффективного спектра нейтронов**

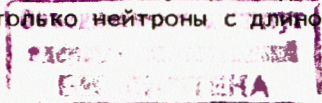
**1984**

## ВВЕДЕНИЕ

Настоящее сообщение является продолжением описания параметров нейтронного дифрактометра по времени пролета ДН-2<sup>1/1</sup> и содержит данные, относящиеся к первичному пучку нейтронов.

Распределение по длине волны потока нейтронов на образце /спектр первичного пучка/  $\Phi(\lambda)$  является необходимым фактором в количественных экспериментах по методу времени пролета, и задача его определения многократно решалась различными способами /см., напр.,<sup>2-4/</sup> /. Для ДН-2 эта задача имеет две особенности: во-первых, спектр необходимо измерить в необычно большом интервале длин волн от 1 до 20 Å, во вторых, форма спектра существенно нерегулярна в области малых и средних длин волн, что связано с применением зеркального нейтронотода для формирования первичного пучка. Основной проблемой при измерении  $\Phi(\lambda)$  является корректное отделение эффекта от фона, особенно в длинноволновой части спектра, где их величины становятся сравнимы. Для установок на импульсных реакторах ситуация осложняется из-за наличия сателлитных импульсов мощности<sup>5/</sup>, нейтроны тепловых энергий от которых накладываются по времени пролета на холодные нейтроны от основного импульса.

Наиболее распространенным методом определения  $\Phi(\lambda)$  является калибровка пучка с помощью некогерентного рассеивателя, в качестве которого обычно используется ванадий<sup>2/</sup>. Этот способ, однако, не дает надежных результатов при больших длинах волн из-за быстро уменьшающегося отношения эффекта к фону. Альтернативный метод - когерентное рассеяние на поликристаллическом соединении с известной структурой. Два основных достоинства этой процедуры следующие: высокая светосила при больших  $\lambda$ , т.к. интенсивность дифракционных пиков  $\sim \lambda^4$ , и сравнительная легкость в выделении эффекта. Существенным недостатком дифракционного метода является дискретность получаемых данных, что для немонокотных спектров приводит к необходимости проведения измерений на нескольких углах рассеяния или с несколькими соединениями. Кроме того, на интенсивностях дифракционных пиков от поликристаллов при очень больших длинах волн сказывается первичная экстинкция, корректный учет которой практически невозможен. Эти причины вынудили нас провести измерение спектра первичного пучка при  $\lambda > 12$  Å, используя явление полного отражения нейтронов. При этом удастся почти полностью избавиться от фона присутствующих в пучке тепловых нейтронов, поскольку при заданном угле падения на зеркало отражаются только нейтроны с длиной волны, больше кри-



тической. Метод отражения годится, однако, только для очень больших  $\lambda$ , при которых углы падения нейтронов на зеркало становятся также достаточно большими, и на результатах не сказывается неидеальная коллимация первичного пучка.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального определения спектра  $\Phi(\lambda)$  на дифрактометре ДН-2 с помощью трех перечисленных методов. В разделе о рассеянии на ванадии, кроме того, проведен более подробный, чем обычно, математический анализ постановки задачи. Измерения спектра проведены в той же геометрии и с тем же детектором, которые используются и в физических экспериментах, поэтому на самом деле определялся эффективный спектр  $\Phi_{\text{eff}}(\lambda) = \Phi(\lambda) \cdot \eta(\lambda) \cdot \mu(\lambda)$ , где  $\Phi(\lambda)$  - истинный спектр первичного пучка,  $\eta(\lambda)$  - эффективность детектора,  $\mu(\lambda)$  - фактор, учитывающий поглощение и рассеяние нейтронов на пути от замедлителя до образца и от образца до детектора.

## 1. РАССЕЯНИЕ НА ВАНАДИИ

Поликристаллический ванадий много раз применялся как некогерентный, практически изотропный рассеиватель с не зависящим от энергии нейтрона сечением рассеяния. На самом деле небольшая зависимость существует, и в<sup>6/</sup> было вычислено полное сечение рассеяния нейтронов поликристаллическим ванадием в приближении модели Дебая для спектра частот. Было найдено, в частности, что сечение начинает возрастать при  $\lambda > 1,7 \text{ \AA}$ . При полной изотропии сечения вычисленная в<sup>6/</sup> функция могла бы быть использована как поправочный фактор при определении спектра по измеренной интенсивности рассеяния. Однако измерения<sup>7/</sup> дифференциального сечения рассеяния  $V$ , выполненные по методу времени пролета при угле рассеяния  $161^\circ$ , подтвердили расчеты только качественно - изменение сечения с длиной волны оказалось больше вычисленного. Для исключения влияния анизотропии сечения рассеяния на эти результаты мы провели вычисления поправочного фактора в зависимости и от длины волны нейтрона, и от угла рассеяния\*.

В эксперименте по рассеянию нейтронов на ванадии по методу времени пролета без анализа энергии измеряется не дифференциальное сечение рассеяния, а интеграл по кривой

$$T_1 + T_2 = T_0 \quad /1/$$

\* При подготовке рукописи к опубликованию нам стала известна работа<sup>9/</sup>, в одной из частей которой также анализируется влияние анизотропии сечения рассеяния ванадия и отношения пролетных баз на измеряемый эффективный спектр.

от модулированного первичным пучком дважды дифференциального сечения рассеяния,  $T_1$  и  $T_2$  - соответственно время пролета до и после рассеяния,  $T_0$  - время пролета упруго-рассеянного нейтрона. Скорость счета (в н/с) в канале временного анализатора шириной  $\tau$  при  $T = T_0$

$$N(E_0, 2\theta) \Delta E_0 = \Delta \Omega_2 \cdot \tau \cdot \int_{\Gamma} dE_1 \Phi(E_1) \frac{d^2 \sigma}{d\Omega_2 dE_2} \quad /2/$$

где  $E_1$ ,  $E_2$  и  $E_0$  - энергии нейтрона, соответствующие временам  $T_1$ ,  $T_2$  и  $T_0$ ,  $\Delta \Omega_2$  - телесный угол в направлении детектора и  $\Phi(E_1)$  - первичный поток /в н·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>·кэВ<sup>-1</sup>/.  $\Gamma$  - кривая /1/, которая в пространстве  $(E_1, E_2)$  записывается в виде

$$E_2 = E_1 \cdot \psi(E_1, E_0); \quad \psi(E_1, E_0) = L_2^2 / (L \sqrt{E_1/E_0} - L_1)^2 \quad /3/$$

с условиями

$$E_0 L_1^2 / L^2 < E_1 < \infty \quad \text{и} \quad E_0 L_2^2 / L^2 < E_2 < \infty \quad /4/$$

где  $L_1$  и  $L_2$  - пути нейтрона до и после рассеяния,  $L$  - полный путь. Если воспользоваться соотношением

$$\tau \frac{d}{dT_2} = \frac{L}{L_2} \left( \frac{E_2}{E_0} \right)^{3/2} \Delta E_0 \frac{d}{dE_2} \quad /5/$$

и выделить упругую часть в  $d^2 \sigma / d\Omega_2 dE_2$ , то формулу /2/ можно записать в виде\*

$$\frac{N(E_0, 2\theta)}{\Delta \Omega_2} = n \frac{\sigma_{\text{inc}}}{4\pi} \cdot e^{-2W} \cdot \Phi(E_0) + \quad /6/$$

$$+ \frac{L}{L_2} \int_{E_0 L_1^2 / L^2}^{\infty} dE_1 \Phi(E_1) \left( \psi \frac{E_1}{E_0} \right)^{3/2} \left( \frac{d^2 \sigma}{d\Omega_2 dE_2} \right)_{E_2 = \psi E_1}^{\text{inc, inel}}$$

где  $e^{-2W}$  - температурный фактор,  $n$  - число атомов в единице объема,  $\sigma_{\text{inc}}$  - некогерентное сечение рассеяния ванадия. В /6/ не включено слагаемое, пропорциональное когерентному сечению рассеяния, т.к. для поликристаллического ванадия оно очень мало.

\* Как обычно, inc и inel означают некогерентную и неупругую части в сечении рассеяния.

Таким образом, для извлечения из уравнения /6/ функции  $\Phi(E_1)$  необходимо решить интегральное уравнение Вольтерра 2-го рода. В принципе, нужно учесть еще и фактор поглощения нейтронов в образце, который во втором слагаемом в /6/ войдет под знак интеграла. Задачу можно упростить, предполагая  $L_2 \ll L_1$ , что справедливо для большинства дифрактометров по времени пролета, в частности, для нашего дифрактометра ДН-2  $L_2/L_1 \approx 0,04$ . С учетом этого условия вместо поиска решения уравнения /6/ можно вычислить поправочный фактор

$$\phi(E_0, 2\theta) = e^{-2W} + \frac{4\pi}{n\sigma_{inc}} \frac{L}{L_2} \int_{E_0}^{\infty} \frac{\Phi(E_1)}{\Phi(E_0)} \left(\frac{E_1}{E_0}\right)^{3/2} \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_2}\right)_{inc,inel} dE_1, \quad /7/$$

используя формулу /4.105/ из /8/ для дважды дифференциального сечения рассеяния с дебаевской температурой  $\theta_D = 380$  К и предполагая максвелловское приближение для  $\Phi(E_1)$ . Расчет для температур спектра 100, 300 и 500 К показал, что при выполнении условия  $L_2 \ll L_1$  функция  $\phi$  нечувствительна даже к очень сильным вариациям  $\Phi(E_1)$ . Это обстоятельство позволило использовать функцию  $\phi$  как поправку при вычислениях и учитывать поглощение как независимый фактор, т.е.

$$N(E_0, 2\theta) = c\phi(E_0, 2\theta)A(E_0, 2\theta)\Phi(E_0), \quad /8/$$

где

$$A(E_0, 2\theta) = \frac{1}{V} \int \exp(-\mu(E_0) \cdot t) dv, \quad /9/$$

$c$  - нормировочная константа,  $V$  - объем образца,  $\mu(E_0)$  - линейный коэффициент поглощения,  $t$  - путь нейтрона в образце. На рис.1 представлена функция  $\phi$ , вычисленная для  $L_1 = 24$  м,  $L_2 = 1$  м, в зависимости от длины волны нейтрона для двух углов рассеяния  $10^\circ$  и  $145^\circ$ . Пунктирная линия соответствует вычисленному в /8/ полному сечению рассеяния нейтронов на ванадии, отнормированному на единицу в точке  $\lambda = 3$  Å. Треугольники на рис.1 - это

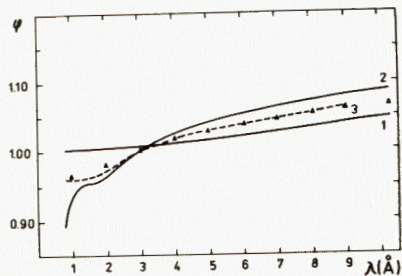


Рис.1. Зависимость поправочного фактора  $\phi$  от длины волны нейтрона. Кривые 1 и 2 соответствуют углам рассеяния  $10^\circ$  и  $145^\circ$ , кривая 3 - полному сечению рассеяния ванадия. Треугольники - результат усреднения  $\phi$  по интервалу  $0 \div 180^\circ$ .

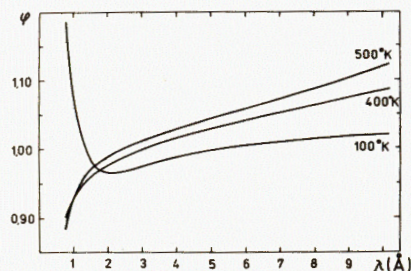


Рис.2. Расчет функции  $\phi$  для угла рассеяния  $145^\circ$  и  $L_1 = L_2 = 12,5$  м при разных температурах максвелловского спектра нейтронов.

средние по интервалу  $0 \div 180^\circ$  значения функции  $\phi$ . В области  $0,8 \leq \lambda \leq 10,2$  Å наблюдается анизотропия порядка 10%, которая, однако, не объясняет расхождения между расчетом и экспериментом, найденного в /7/. Возможно, что это расхождение связано с конкретной постановкой эксперимента в /7/. Поэтому мы при определении  $\Phi(E_0)$  из /8/ предпочли использовать результаты расчета  $\phi(E_0, 2\theta)$  по формуле /7/.

Если  $L_1$  и  $L_2$  сравнимы по величине, то уравнение /8/ несправедливо. В этом случае функция  $\phi$  становится чувствительной к форме  $\Phi(E_1)$ , как это видно из рис.2, на котором  $\phi$  представлена в зависимости от  $\lambda$  для  $L_1 = L_2 = 12,5$  м,  $2\theta = 145^\circ$  и трех различных температур для максвелловского спектра. Таким образом, при  $L_1 \approx L_2$  для определения  $\Phi(E_0)$  из экспериментальных данных по рассеянию на ванадии необходимо решать уравнение /6/, к тому же с учетом фактора поглощения.

Для ДН-2  $L_1 \gg L_2$ , и можно использовать фактор  $\phi$  для корректировки интенсивности рассеяния нейтронов на ванадии. Наши измерения были выполнены при двух углах рассеяния  $60^\circ$  и  $145,5^\circ$  с почти цилиндрическим образцом диаметром 0,32 см и высотой 2 см. Фон измерялся в той же геометрии, только образец закрывался кадмием. При  $\lambda > 4,9$  измеренный спектр имеет простую монотонную зависимость от  $\lambda$ , которая с учетом всех поправочных факторов может быть представлена как функция  $\lambda^{-B}$ . Аппроксимация спектра этой функцией была проведена в разных интервалах длин волн от 5 до 10 Å и всегда /в пределах ошибок/ получалось, что  $B = 3,5$ . Распределение разностей между измеренным спектром и аппроксимирующей функцией при  $\lambda > 4,9$  Å однородное, с  $\chi^2 = 0,96$ , что указывает на незначительность теплового фона от 1-го сателлита, находящегося в районе  $7,5 \div 8,5$  Å, по сравнению с основной интенсивностью. При  $\lambda > 10$  Å спектр спадает быстрее, чем  $\lambda^{-3,5}$  /это является проявлением конечности размеров замедлителя/, интенсивности первичного пучка и фона становятся сравнимы и рассеяние на ванадии уже неэффективно для определения спектра. В области  $0,8 \leq \lambda \leq 4,9$  Å зависимость  $\Phi(\lambda)$  является довольно сложной, что в основном связано с влиянием отражающей способности стекла, из которого изготовлен нейтронный дифрактометр. В этой области длин волн спектр аппроксимировался кубическими сплайнами с

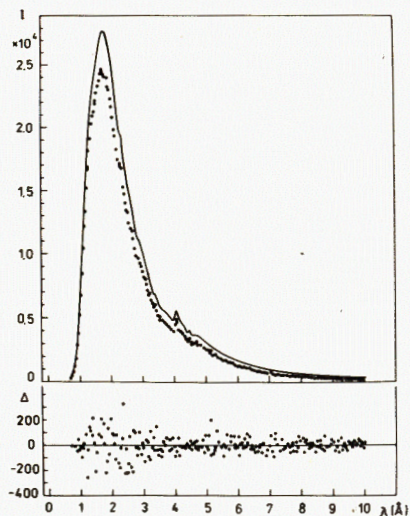


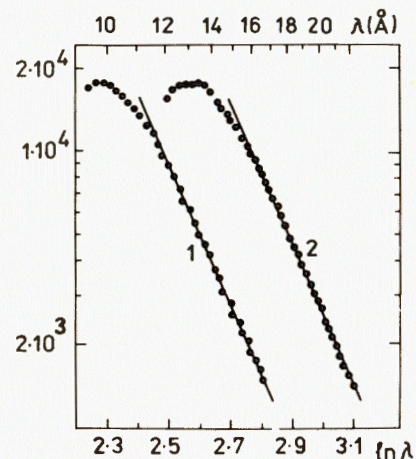
Рис.3. Вверху: измеренная при угле  $145,5^\circ$  интенсивность рассеяния нейтронов на ванадии - точки, восстановленный по ним спектр первичного пучка - гладкая кривая. Внизу: разброс /в абсолютных единицах/ измеренных значений спектра вокруг аппроксимирующей функции.

приравниванием функции и первой производной в сопряженных точках. На рис.3 представлены измеренный с помощью ванадия спектр /при угле  $145,5^\circ$ / и аппроксимирующая функция. При угле рассеяния  $60^\circ$  спектр был измерен с меньшей статистической точностью,

но вычисленное отношение этих двух спектров является константой в интервале  $0,8 \pm 10 \text{ \AA}$  с точностью 3%.

## 2. ОТРАЖЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ОТ ЗЕРКАЛА

Для измерения первичного спектра при больших длинах волн мы использовали полное отражение нейтронов от никелевого зеркала, представляющего собой полированную стеклянную пластину размером  $5 \times 20 \text{ см}^2$  с напыленным на нее слоем никеля толщиной  $\sim 2 \cdot 10^3 \text{ \AA}$ . Пучок нейтронов коллимировался двумя щелями из Cd, первая, шириной 0,2 см, устанавливалась на выходе из нейтронотода в 1,8 м перед зеркалом, вторая щель, шириной 2,0 см, ставилась перед детектором на расстоянии 1,5 м за зеркалом. С хорошей точностью можно считать, что при заданном угле падения  $\theta$  от зеркала отражаются нейтроны с  $\lambda \geq \theta \sqrt{\pi/pb}$ , где  $p$  - число атомов в единице объема,  $b$  - когерентная длина рассеяния. Таким образом, отраженный от зеркала пучок практически не содержит тепловых нейтронов от сателлитных импульсов реактора. Было выполнено два измерения спектра при  $\theta = 38'$  и  $75'$  и измерение фона с детектором, слегка сдвинутым от направления отраженного пучка. На рис.4 в дважды логарифмическом масштабе показана зависимость измеренного спектра от  $\lambda$ . Для обоих углов, начиная с некоторой длины волны, а именно  $\lambda = 12 \text{ \AA}$  для  $\theta = 38'$  и  $\lambda = 16,5 \text{ \AA}$  для  $\theta = 75'$ , получена зависимость  $\Phi(\lambda) \sim \lambda^{-D}$  с  $D = 5,85$ . При введении поправок на поглощение нейтронов на пути от замедлителя до зеркала /алюминий, аргон, воздух/ и на пути от зеркала до детектора /воздух, сталь/ показатель  $D$  становится близким к 5, что характерно для максвел-



ловского распределения. Таким образом, с помощью полного отражения эффективный спектр был измерен в интервале  $12 \pm 22 \text{ \AA}$ .

Рис.4. Зависимость интенсивности отраженных от зеркала нейтронов от длины волны: 1 - для угла падения  $38'$ , 2 - для угла падения  $75'$ .

## 3. ДИФРАКЦИЯ НА ПОЛИКРИСТАЛЛЕ

Для сшивания двух интервалов по длине волны, в которых спектр был измерен по рассеянию на ванадии, и отражением от зеркала, мы использовали дифракцию нейтронов на поликристалле  $\text{Fe}(\text{CN})_6\text{K}_3$ . Это соединение имеет моноклинную решетку с параметрами:  $a = 13,42 \text{ \AA}$ ,  $b = 10,40 \text{ \AA}$ ,  $c = 8,38 \text{ \AA}$ ,  $\beta = 90,1^\circ$  и дает сравнительно интенсивные отражения от плоскостей с большими  $d$ . Были измерены дифракционные спектры при углах рассеяния  $87^\circ, 101^\circ, 120^\circ$  и  $150^\circ$ , и интенсивности четырех первых, хорошо разделенных пиков, использовались в процедуре обработки. Интегральная интенсивность  $k$ -го дифракционного пика

$$I_k \sim \Phi(\lambda) \frac{\lambda^4}{\sin^3 \theta} j_k |F_k|^2 (1 + \alpha_k) A(\theta, \lambda), \quad /10/$$

где  $F_k$  - структурный фактор,  $j_k$  - фактор повторяемости,  $(1 + \alpha_k)$  - поправка на диффузное рассеяние,  $A(\theta, \lambda)$  - фактор поглощения. Из-за отсутствия достоверной информации, необходимой для расчета  $F_k$ , мы использовали следующую процедуру обработки данных. Для угла рассеяния  $87^\circ$  все выбранные пики находятся при  $\lambda < 10 \text{ \AA}$ , поэтому для них можно рассчитать величины

$$\psi_k = \frac{\sin^3 \theta \cdot I_k}{A(\theta, \lambda) \lambda^4 \Phi(\lambda)} = |F_k|^2 j_k (1 + \alpha_k), \quad /11/$$

используя спектр  $\Phi(\lambda)$ , определенный из экспериментов с ванадием. Для трех других углов рассеяния вычислялись величины

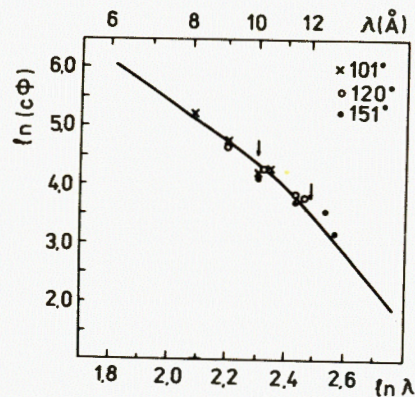


Рис.5. Измеренные при углах  $101^\circ$ ,  $120^\circ$  и  $151^\circ$  интенсивности первых четырех дифракционных пиков поликристалла  $\text{Fe}(\text{CN})_6\text{K}_3$  и проведенная через них аппроксимирующая кривая.

$$\frac{\sin^3 \theta \cdot I_k}{A(\theta, \lambda) \cdot \lambda^4 \cdot \psi_k} = c\Phi(\lambda).$$

/12/

Таким образом, было получено 12 точек в интервале  $8 \div 13 \text{ \AA}$ . Далее через полученные точки в плоскости  $[\ln \Phi, \ln \lambda]$  проводилась парабола с учетом непрерывности функции и производной при  $\lambda = 10 \text{ \AA}$  и только производной при  $\lambda = 12 \text{ \AA}$ . Затем определялась нормирующая константа  $c$  в /12/ так, чтобы кривая  $\Phi(\lambda)$  проходила через экспериментальные точки в интервале  $8 \div 13 \text{ \AA}$  /рис.5/. Разброс точек вокруг кривой составляет около 10%, что почти в два раза превышает разброс, ожидаемый из статистической точности данных и надежности процедуры обработки. Возможно, что в данном случае сказались неучтенные факторы, такие, как пространственная неоднородность пучка и первичная экстинкция нейтронов в образце.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ниже приведена формула, суммирующая результаты экспериментального определения спектра первичного пучка для дифрактометра ДН-2:

$$\Phi(\lambda) = \begin{cases} S(\lambda) & 0,8 \leq \lambda \leq 4,95 \text{ \AA} \\ A \cdot \lambda^{-B} & 4,95 \leq \lambda \leq 10 \text{ \AA} \\ A \cdot \lambda^{-B} \cdot \exp(-E \ln^2(0,1\lambda)) & 10 \leq \lambda \leq 12 \text{ \AA} \\ C \cdot \lambda^{-D} & 12 \leq \lambda \leq 22 \text{ \AA} \end{cases} \quad /13/$$

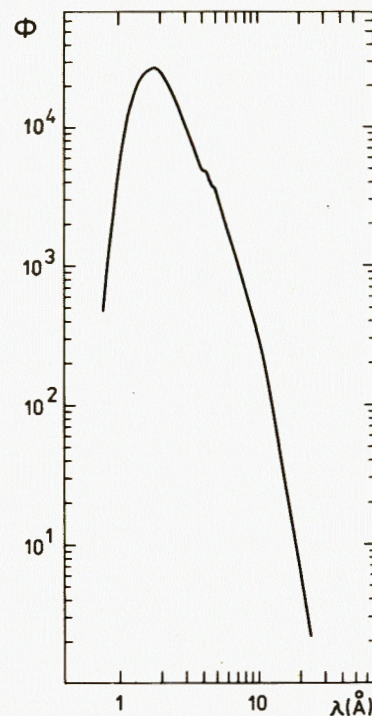


Рис.6. Результирующая функция, аппроксимирующая эффективный спектр первичного пучка для дифрактометра ДН-2 в интервале  $0,8 \leq \lambda \leq 22 \text{ \AA}$ .

где  $S(\lambda)$  означает аппроксимацию кубическими сплайнами, а константы в формуле:  $A = /9,00 + 0,04 \cdot 10^5$ ;  $B = 3,50 + 0,02$ ;  $C = /2,22 + 0,02/ \cdot 10^8$ ;  $D = =5,85 + 0,05$ ;  $E = 6,307 + 0,005$ .

Результирующая функция  $\Phi(\lambda)$  приведена на рис.6. Точность описания начального участка спектра до  $\lambda = 4,95 \text{ \AA}$  составляет  $\leq 2\%$ . При больших длинах волн ее можно оценить из приведенных ошибок для констант в формуле /13/; с увеличением  $\lambda$  точность плавно ухудшается, составляя  $\sim 4\%$  при  $\lambda = 10 \text{ \AA}$  и  $\sim 15\%$  при  $\lambda = 20 \text{ \AA}$ .

В заключение авторы благодарят В.И.Горделия, Г.М.Миронову и Б.Н.Савенко за помощь в проведении измерений, Д.А.Корнеева и А.В.Стрелкова за полезные обсуждения, В.В.Корнилова за предоставление нейтронного зеркала.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Балагуров А.М. и др. ОИЯИ, 3-84-291, Дубна, 1984.
2. Day D.H., Sinclair R.N. Nucl.Instr.Meth., 1969, 70, p. 164.
3. Balagurov A.M. et al. Acta Cryst., 1979, A35, p. 131.
4. Jorgensen J.D., Rotella F.J. J.Appl.Cryst., 1982, 15, p.27.
5. Frank I.M., Pacher P. Physica, 1983, 120B, p. 37.
6. Granada J.R., Kropff F., Mayer R.E. Nucl.Instr.Meth., 1981, 189, p. 555.
7. Granada J.R., Kropff F., Mayer R.E. Nucl.Instr.Meth., 1982, 200, p. 547.
8. Marschall W., Lovesey S.W. "Theory of Thermal Neutron Scattering" Oxford, Clarendon Press, 1971.
9. Mayers J. Nucl.Instr.Meth., 1984, 221, p. 609.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 ноября 1984 года.

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Балагуров А.М., Бескровный А.И., Попа Н.  
Нейтронный дифрактометр на импульсном реакторе ИБР-2.  
Определение эффективного спектра нейтронов

P3-84-765

Приведены результаты экспериментального определения эффективного спектра нейтронов на дифрактометре по времени пролета ДН-2. Использованы три различных метода: некогерентное рассеяние на ванадии, дифракция на поликристалле  $\text{Fe}(\text{CN})_6\text{K}_3$ , полное отражение от стеклянной пластины с напыленным на нее никелем. Для измеренного в интервале  $0,8 \div 22 \text{ \AA}$  спектра проведена аппроксимация кубическими сплайнами при малых длинах волн и тремя различными аналитическими функциями в длинноволновой части. В случае рассеяния на ванадии проведен математический анализ процедуры извлечения спектра из экспериментальных данных с учетом анизотропии и зависимости от длины волны сечения рассеяния и влияния отношения величин пролетных баз до и после рассеяния.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Balagurov A.M., Beskrovnij A.I., Popa N.  
Neutron Diffractometer on the IBR-2 Pulsed Reactor. Neutron Effective Spectrum Determination

P3-84-765

The results of experimental determination of incident neutron spectra for the time-of-flight DN-2 diffractometer are presented. Three different methods have been used: incoherent scattering on a vanadium sample; diffraction on  $\text{Fe}(\text{CN})_6\text{K}_3$ , polycrystalline compound and the total reflexion from a nickel mirror. In the  $0.8 \div 22 \text{ \AA}$  wavelength a cubic spline fit has been used for short wavelengths and three different analytical functions for the long wavelength region. For the incoherent scattering on vanadium mathematical analysis of the correction factor taking into account the anisotropy and wavelength dependence of cross section has been performed. The dependence of correction procedure on the flight paths ratio is also discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.  
Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984