

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ42 Г2

Г-522

1387/4-74

ЛЯП

3 - 7655

И.Гладких, Ж.А.Козлов, Ю.М.Останевич, Л.Чер

МАЛОУГЛОВОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ  
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА  
ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

**1974**

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

3 - 7655

И.Гладких, Ж.А.Козлов, Ю.М.Останевич, Л.Чер

**МАЛОУГЛОВОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ  
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА  
ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА**

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

За последние годы заметно повысился интерес к исследованию разного рода материалов /глобулярных белков и полимеров в растворах, стекол, распадающихся сплавов, магнитных материалов и т.д./ с помощью малоуглового когерентного рассеяния нейтронов. В этих экспериментах измерению подлежит зависимость  $J(\kappa)$ , где  $\kappa$  - переданный при рассеянии импульс.

$$\kappa = 2k_0 \sin \frac{\theta}{2} \approx k_0 \theta \quad /1/$$

$$k_0 = 2\pi \lambda^{-1} .$$

Традиционная постановка опыта следующая /рис. 1/:

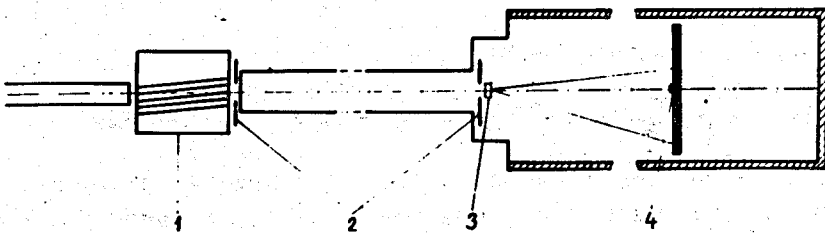


Рис. 1. Схема эксперимента по исследованию малоуглового рассеяния нейтронов. 1 - монохроматор; 2 - коллимирующие щели; 3 - образец; 4 - детекторы рассеянных нейтронов.

С помощью какого-либо монохроматора из белого спектра выделяется монохроматическая линия с фиксированным и известным  $k_0$ . Система коллимирующих щелей перед источником, образцом и детектором обеспечивает

требуемую точность определения угла рассеяния  $\theta$ . Изменение  $\kappa$  осуществляют путем изменения  $\theta$ , либо с помощью одного, перемещаемого детектора, либо одновременно используя много детекторов, расположенных под разными углами /1/.

Нетрудно заметить, что в случае импульсного источника нейтронов /импульсный реактор, стационарный реактор с прерывателем и т.д./ возможна другая постановка опыта: угол рассеяния  $\theta$  может оставаться постоянным, а для измерения зависимости  $J(\kappa)$  можно воспользоваться белым спектром, проводя определение  $k_0$  по времени пролета так же, как это производится, например, в дифракционных исследованиях методом времени пролета /2/. Разумеется, и в этой постановке возможно одновременное использование большого числа детекторов, расположенных под разными углами.

Различие между стационарным методом /СМ/ и методом времени пролета /МВП/, таким образом, сводится к способу монохроматизации нейтронов. Целью настоящей работы является сравнение некоторых ожидаемых характеристик эксперимента в обеих постановках.

### 1. Разрешающая способность

Из /1/ непосредственно следует:

$$(\Delta\kappa)^2 = k_0^2(\Delta\theta)^2 + \kappa^2\left(\frac{\Delta k_0}{k_0}\right)^2, \quad /2/$$

где  $\Delta$  - неопределенность соответствующей величины. Первое слагаемое в /2/ определяется геометрическими параметрами, второе - качеством монохроматизации используемого пучка. В области малых  $\kappa^2$  определяющим является первое слагаемое, для больших  $\kappa^2$  - второе. При исследовании малоуглового рассеяния на объектах, имеющих характерный размер  $R$ , наиболее мягким требованием к разрешающей способности можно считать неравенство

$$\Delta\kappa R \leq 0,5, \quad /3/$$

что, грубо говоря, соответствует уширению характерных пиков на  $\leq 30\%$ .

Будем считать, что вклад угловой неопределенности достаточно мал. Тогда условие /3/ определяет наибольшее значение  $\kappa_{\text{макс}}$ , при котором еще можно вести измерения:

$$\kappa_{\text{макс}} R \leq 0,5 \left(\frac{\Delta k_0}{k_0}\right)^{-1}. \quad /4/$$

Для стационарного метода подходящим является механический монохроматор с искривленными щелями, позволяющий достигать  $\Delta k_0/k_0 = 0,08$  при приемлемой светосиле /1/. Соответственно, диапазон исследуемых  $\kappa R$  ограничен сверху условием  $\kappa R \leq 6$ , т.е. для сферических частиц заканчивается первым боковым максимумом. Действительно, из результатов работы /3/ видно, что в этой области  $\kappa R$  разрешение становится довольно плохим.

Поскольку нейтронные источники обладают относительно низкими потоками, при постановке эксперимента приходится выбирать сравнительно большие площади источника, образца и детектора /порядка нескольких  $\text{см}^2$ /. Для того чтобы при этом достигнуть достаточно хорошей разрешающей способности по  $\kappa$ , приходится применять весьма длинные коллимирующие базы /до нескольких десятков метров/. При этом использование метода времени пролета позволяет довольно легко улучшить разрешающую способность. Разрешающая способность спектрометра с длительностью нейтронной вспышки  $\tau$  и пролетной базой  $L$  есть:

$$\frac{\Delta k_0}{k_0} = \frac{\tau}{c\lambda L}, \quad /5/$$

где  $c = 255 \text{ мксек } \text{Å}^{-1} \text{ м}^{-1}$   
 Для  $\lambda = 10 \text{ Å}$ ,  $L = 40 \text{ м}$  и  $\tau = 250 \text{ мксек}$ .

$\frac{\Delta k_0}{k_0} \approx \frac{1}{400}$ , что позволяет не учитывать вклад второго слагаемого для всех практически достижимых значений

$\kappa R$  /согласно /4/ до  $\kappa R \leq 200!$  /. Это обстоятельство позволяет ожидать лучшей разрешающей способности для исследований малоуглового рассеяния с применением импульсных источников нейтронов, например, импульсного реактора /4/.

## 2. Светосила на импульсном реакторе

Монохроматизация по времени пролета не приводит к каким-либо потерям интенсивности, если по условиям эксперимента требуются достаточно длинные коллимирующие пролетные расстояния. Это, безусловно, является одним из очевидных достоинств применения импульсного реактора в случае рассматриваемой задачи. Однако есть и другой, не менее важный, положительный эффект. Хорошо известно, что сечение упругого малоуглового рассеяния быстро уменьшается с увеличением  $\kappa R$  /как  $(\kappa R)^{-4}$  в случае сферических неоднородностей/. Это - еще одна из причин, из-за которых исследования при  $\kappa R \geq 5$  становятся весьма трудными для стационарного монохроматического пучка. В случае применения импульсного белого пучка выбором угла рассеяния можно добиться значительной компенсации малого сечения большей интенсивностью падающего пучка. При этом весь измеряемый интервал кривой  $J(\kappa)$  становится существенно более равнозначным, что в конечном итоге означает более эффективное использование нейтронного пучка. Природа этой компенсации достаточно прозрачна. При фиксированном угле рассеяния

$$J(\lambda) = J_0(\lambda) \frac{d\sigma(\lambda)}{d\Omega} \approx \frac{1}{\lambda^5} \lambda^4 \kappa, \quad /6/$$

где  $J_0(\lambda) \sim \frac{1}{\lambda^5}$  для  $\lambda > \lambda_T$  /  $\lambda_T$  - параметр максвелловского распределения/,  $J(\lambda)$  - регистрируемая интенсивность на интервал  $d\lambda$ . При представлении  $J(\kappa)$  на интервал  $d\kappa$   $J(\kappa) \sim \frac{1}{\kappa}$ . Компенсация малого сечения достигается расположением максимума интенсивности белого спектра в интересной области сечений, для чего

достаточно соответствующим образом выбрать угол рассеяния. Эта возможность иллюстрируется рис. 2а,б.

## 3. Светосила на стационарном реакторе

Обе возможные постановки опыта допускают прямое сравнение, если их реализовать на стационарном реакторе. Пусть длительность открытого состояния пучка  $\tau$ , а  $T$  - период повторения открытых состояний /"вспышек"/ некоторого прерывателя, применяемого для реализации метода времени пролета, и пусть прерыватель в открытом состоянии пропускает значительную часть максвелловского спектра нейтронов. Доля пропущенных прерывателем нейтронов, очевидно, составит  $\tau/T$ .

Минимальный допустимый период повторения обусловлен требованием отсутствия рециклических нейтронов на детекторе. Для пролетной базы  $L$  и используемого интервала длин волн  $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$ ,

$$\lambda_2 \gg \lambda_1 \quad T \geq C(\lambda_2 - \lambda_1)L \approx c\lambda_2 L. \quad /6/$$

Наибольшее допустимое значение  $\tau$  определяется требуемым разрешением  $\Delta\kappa$ , наибольшим исследуемым значением  $\kappa$ , интервалом используемых длин волн и геометрическими параметрами установки.

Из формул /2 и 5/ и требования, чтобы вклад в  $(\Delta\kappa)^2$  от степени монохроматизации был не более вклада от геометрических параметров, следует неравенство:

$$\tau \leq \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_1 c L \frac{\Delta\kappa}{\kappa}. \quad /7/$$

Из /6/ и /7/ следует, что для МВП

$$\frac{J}{J_0} \leq \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{\Delta\kappa}{\kappa}. \quad /8/$$

Оценка для метода стационарного монохроматора имеет

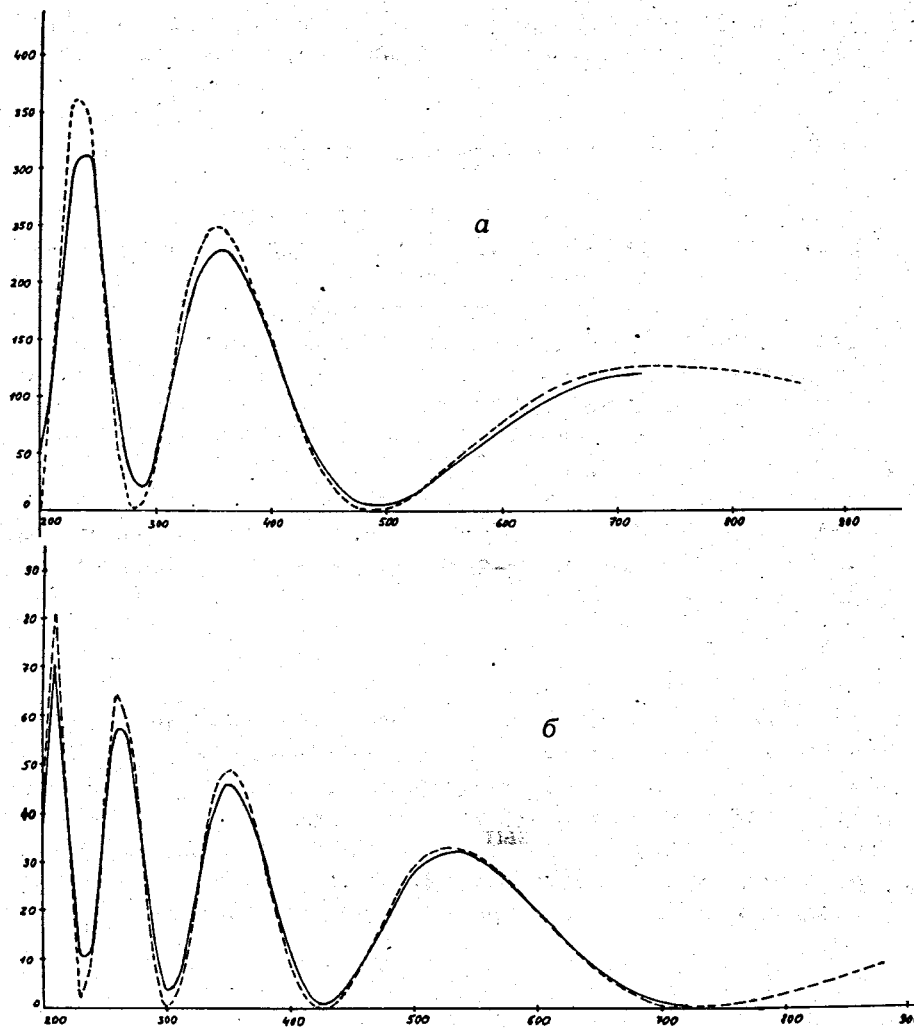


Рис. 2. Ожидаемый вид временного спектра малоуглового рассеяния для МВП. По оси абсцисс - время пролета, по оси ординат - интенсивность /произвольные единицы/. Пунктир - без учета конечного углового разрешения, сплошные кривые - с учетом конечных размеров коллимирующих щелей и детектора /2; 1,5; 2 см/. Длина пролетных баз - от реактора до образца и от образца до детектора - по 25 метров. Рассеяние на сфере с радиусом  $R = 69 \text{ \AA}$ ,  $\alpha/\theta = 2.10^{-2}$ ,  $\beta/\theta = 3.10^{-2}$ .

вид:  $\frac{J}{J_0} = F\left(\frac{\lambda}{\lambda_T}\right) \Delta \lambda$ , или для случая достаточно больших  $\kappa$ , когда, как и для оценки /8/,  $\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Delta \kappa}{\kappa}$

$$\frac{J}{J_0} = F\left(\frac{\lambda}{\lambda_T}\right) \lambda \frac{\Delta \kappa}{\kappa}, \quad /9/$$

где  $F\left(\frac{\lambda}{\lambda_T}\right)$  - известное максвелловское распределение

$$F\left(\frac{\lambda}{\lambda_T}\right) = 2 \exp\left(-\frac{\lambda^2}{\lambda_T^2}\right) \frac{\lambda^4}{\lambda_T^5}, \int F\left(\frac{\lambda}{\lambda_T}\right) d\lambda = 1. \quad /10/$$

Сопоставление /8/ и /9/ показывает, что в обоих методах при больших  $\kappa$  интенсивность ограничивается множителем  $\frac{\Delta \kappa}{\kappa}$ . Остальные сомножители в МВП составляют  $10^{-1} \div 5 \cdot 10^{-2}$  в зависимости от используемого интервала длин волн. Для опыта с монохроматором соответствующий множитель зависит от выбора рабочей длины волны и становится меньше 0,1 при  $\frac{\lambda}{\lambda_T} \geq 2$  /без учета эффективности монохроматора, которая всегда  $< 1$ /. Это означает, что в тех случаях, когда условия эксперимента требуют применения достаточно больших длин волн, метод времени пролета на стационарном реакторе оказывается выгодным также и по абсолютной интенсивности. /Практически начиная с  $\lambda = 3 \text{ \AA}$  /.

#### 4. Уровень фона некогерентного рассеяния

В целом ряде экспериментов, в которых исследуются водородсодержащие материалы, упругое некогерентное рассеяние играет роль фона и тем самым создает определенную трудность для исследований при больших  $\kappa R$ . Оказывается, и эта трудность в некоторой степени может быть смягчена применением метода времени пролета. Улучшение положения здесь достигается тем, что для исследования  $J(\kappa)$  при больших  $\kappa$  в МВП используют

ся малые значения  $\lambda$  при сохранении малого телесного угла на детектор. Покажем, что отношение  $\frac{J_{\text{coh.}}}{J_{\text{inc.}}}$  при этом улучшается как  $\frac{1}{\lambda^2}$ .

Регистрируемая интенсивность дифракционного малоуглового рассеяния  $J_{\text{coh.}}(\kappa) \Delta \kappa$  зависит только от переменной  $\kappa$  и разрешающей способности  $\Delta \kappa \cdot J(\kappa)$  не меняется при изменении  $\theta$ ,  $\lambda$  и  $\Delta \Omega$ , если  $\kappa$  и  $\Delta \kappa$  сохраняются постоянными. Интенсивность упругого некогерентного рассеяния, регистрируемая детектором, изотропна, не зависит от  $\lambda$  и  $\theta$ , и пропорциональна телесному углу на детектор  $\Delta \Omega$ :

$$J_{\text{inc.}} = \text{const} \Delta \Omega = \text{const} \sin \theta \Delta \theta \Delta \phi \approx \text{const} \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \Delta \kappa \Delta \phi / 11/$$

Последнее выражение непосредственно показывает, что при заданных  $\kappa$  и  $\Delta \kappa$  фон некогерентного рассеяния пропорционален  $\lambda^2$ . Отношение интенсивности малоуглового дифракционного рассеяния к интенсивности упругого некогерентного рассеяния, играющего роль фона, таким образом, возрастает с уменьшением длины волны, как  $\lambda^2$ . Как мы заметили выше, обсуждая вопросы интенсивности, использование всего максвелловского спектра, в том числе и области малых  $\lambda$ , наилучшим образом реализуется именно методом времени пролета. При росте  $\kappa$  /уменьшении  $\lambda$  в МВП/ естественное уменьшение интенсивности дифракционной картины сопровождается и уменьшением некогерентного фона.

Разумеется, этот выигрыш не является бесплатным. Для сохранения  $\Delta \kappa$  постоянным при уменьшении  $\lambda$  в первую очередь необходимо и уменьшение  $\Delta \theta$ .

Для щелевой геометрии это означает снижение интенсивности пропорционально  $\lambda^2$ . Однако для  $\lambda > \lambda_T$  подъем интенсивности с уменьшением  $\lambda$  в максвелловском спектре оказывается достаточно быстрым для компенсации этой потери.

## 5. Заключение

Сравнение метода времени пролета со стационарным методом исследования малоуглового рассеяния показы-

вает, что МВП обладает следующими преимуществами:

1. Легко достигается существенно лучшее разрешение в области больших  $\kappa R$ .

2. Ожидается выигрыш в интенсивности используемого пучка, что позволяет улучшать все остальные параметры.

3. Ожидается лучшее соотношение эффект/фон, что весьма существенно для продвижения исследований как в область больших значений  $\kappa R$ , так и для исследования объектов с большими абсолютными значениями  $R$ . По-видимому, реализация этих преимуществ вполне может окупить ряд дополнительных технических трудностей, с которыми связаны исследования по методу времени пролета. В частности, такие исследования будут проводиться на импульсных реакторах ОИЯИ.

## Литература

1. I.Schelten. Kerntechnik, 14, 86 (1972).
2. В.В.Нитц, И.Сосновска, Е.Сосновски, Ф.Л.Шапиро. Препринт ОИЯИ, Р-2081, Дубна, 1965.
3. I.Schelten, P.Schlecht, W.Schmatz, A.Mayer. Journ.Biolog.Chem., 247, 5436 (1972).
4. И.М.Франк. ЭЧАЯ, 2, 807 /1972/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 января 1974 года.